现代宇宙学

[英] D.W.席艾玛 著

商 务 印 书 馆



现 代 宇 宙 学

〔英〕D.W.席艾玛 著

侯 德 彭 译

商 务 印 书 馆

1981年·北京

Modern Cosmology

by

D.W.Sciama

Cambridge University Press, 1973

(据剑桥大学出版社 1973 年版译出)

XIÀNDÀI YǓZHÒU XUÉ

现代宇宙学

〔英〕D.W.席艾玛 著

侯德彭 译

商务印书馆出版

(北京王府井大街 36 号 邮政编码 100710)

新华书店总店北京发行所发行

河北省香河县第二印刷厂印刷

ISBN 7-100-00902-2/B·123

1991 年 11 月第 1 版　　开本 850×1168 1/32

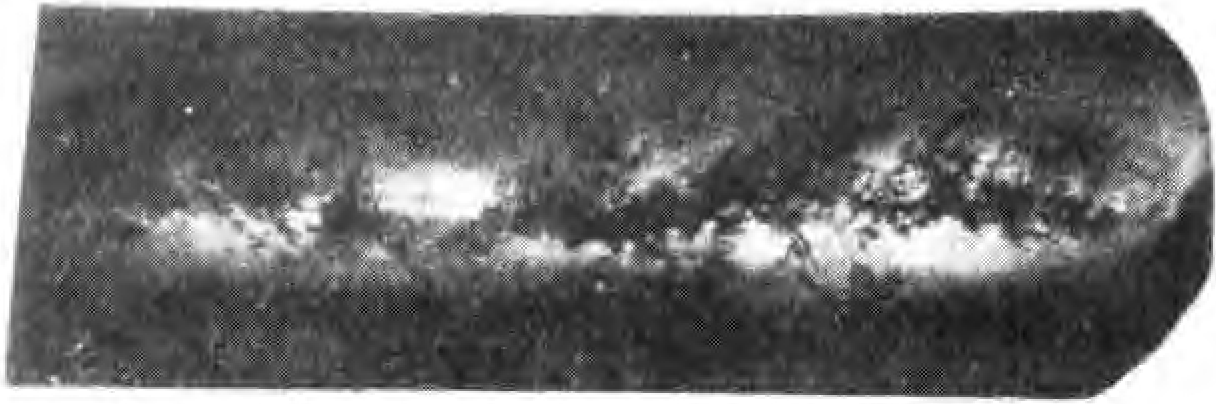
1991 年 11 月北京第 1 次印刷　　字数 153 千

印数 0-3500 册　　印张 6 1/2 插页 8

定价：3.30 元



1．蟹状星云。这是公元1054年由中国人记录到的一次超新星爆发的残骸。



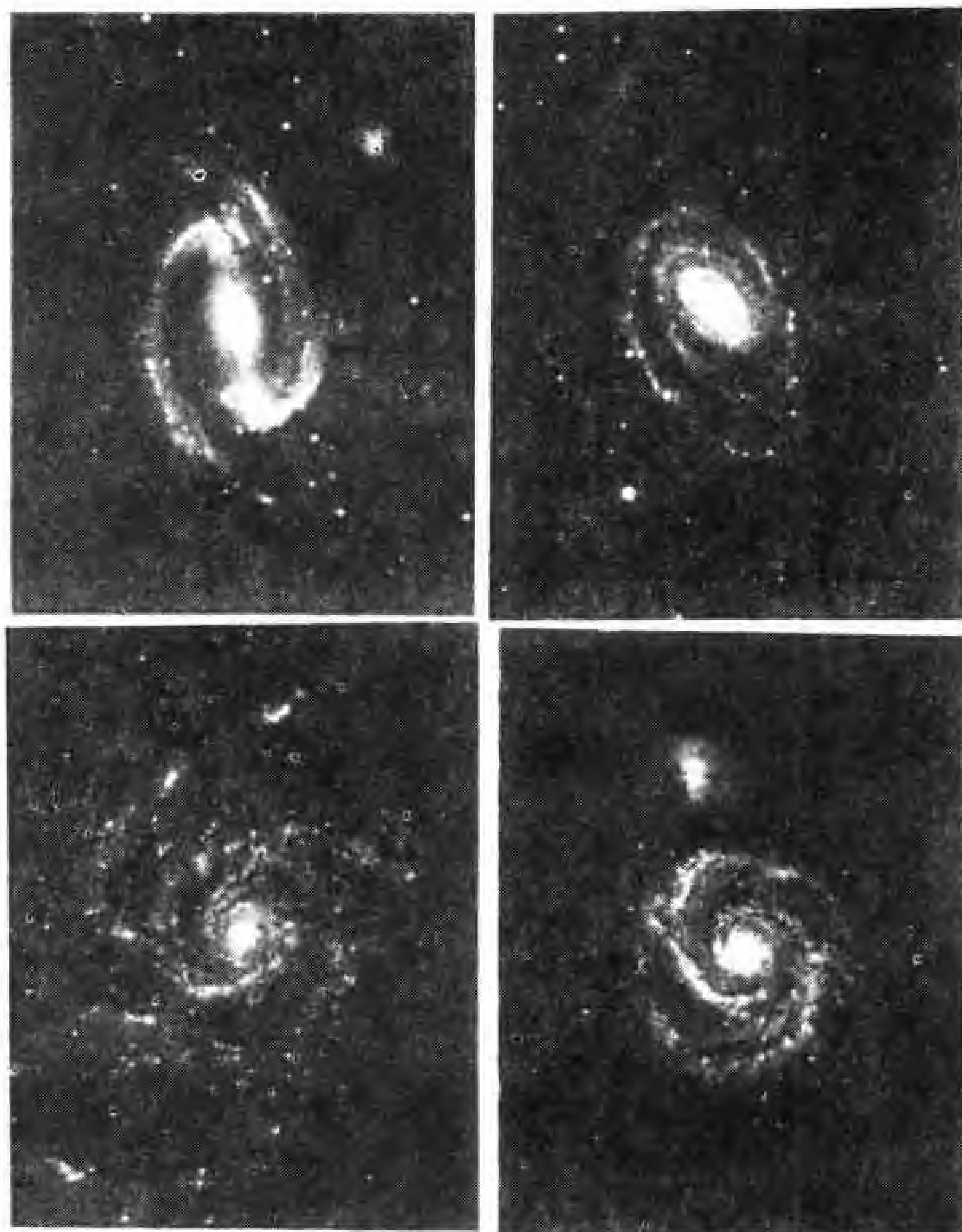
2. 银河，从人马座到仙后座。



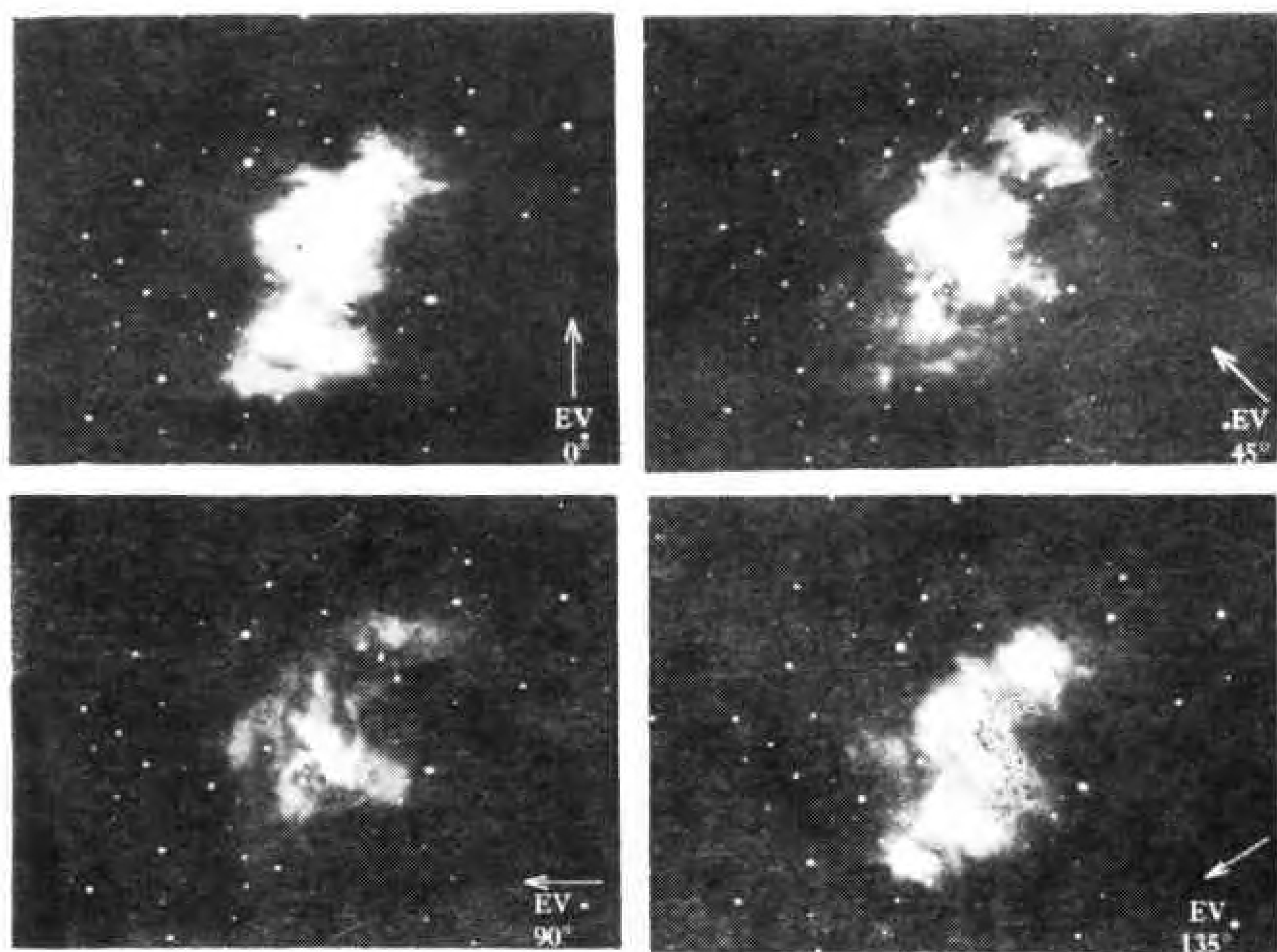
3. 人马座区域内的星云，银河中心距离该星云大约一万秒差距。



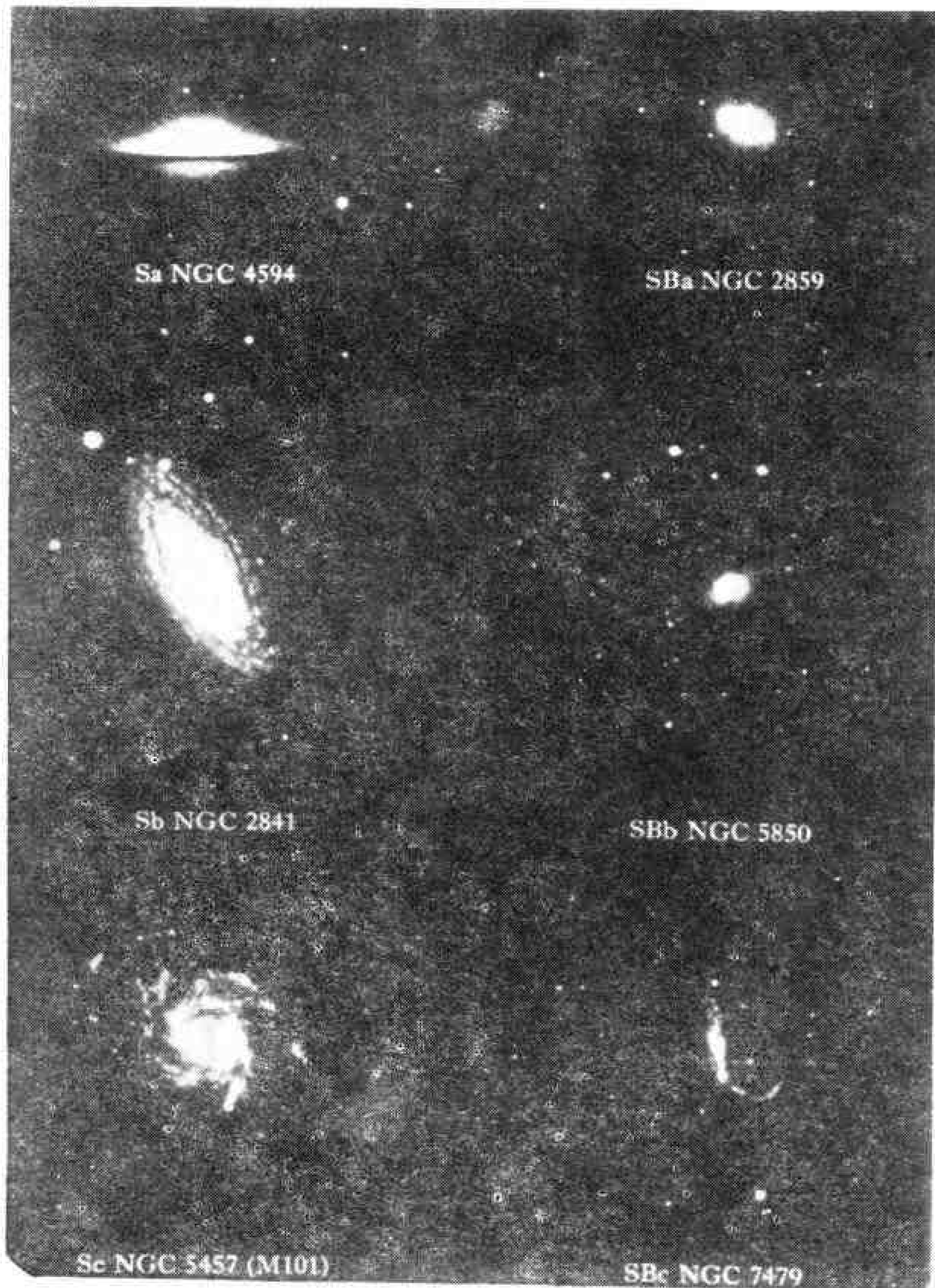
4．仙女座星系，它邻近银河，其构造可能类似银河。



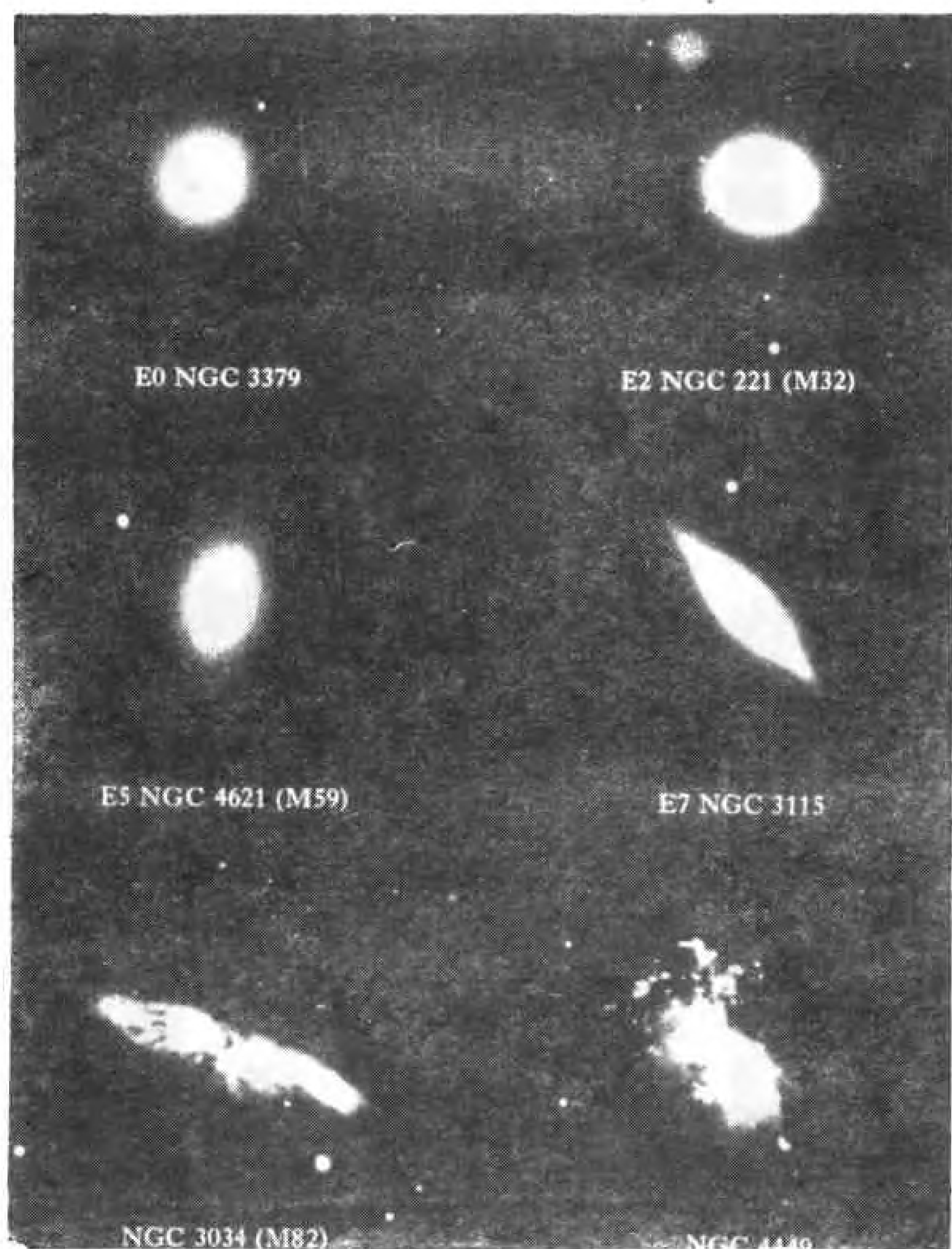
5. 四种旋涡状河外星系。



6．当电矢为0°、45°、90°和135°时，蟹状星云的偏振照片。



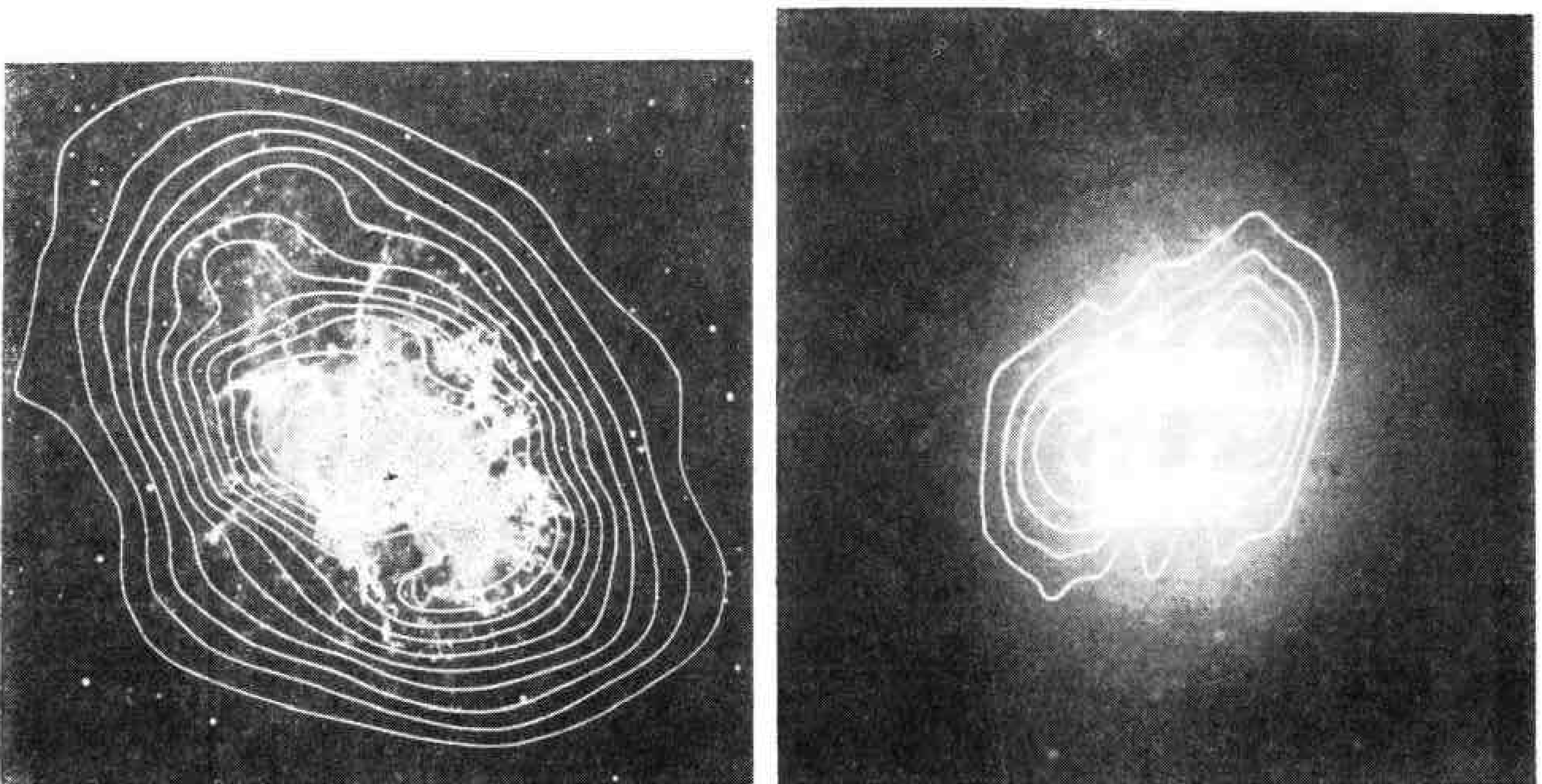
7．由哈勃分类的星系的主要类型：旋涡星系（Sa、b、c），棒旋星系（SBa、b、c），椭圆星系（E0……，7）和少量（百分之几）的形状不规则的星系。字母NGC和M为天体编号标记。


E0 NGC 3379
E2 NGC 221 (M32)
E5 NGC 4621 (M59)
E7 NGC 3115
NGC 3034 (M82)

7. 续



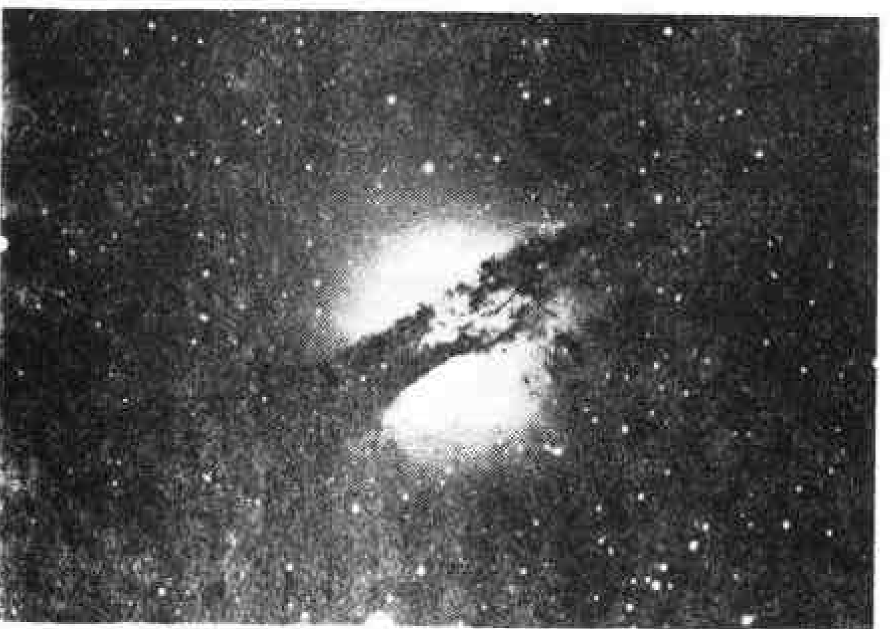
8．星系彗发星团。

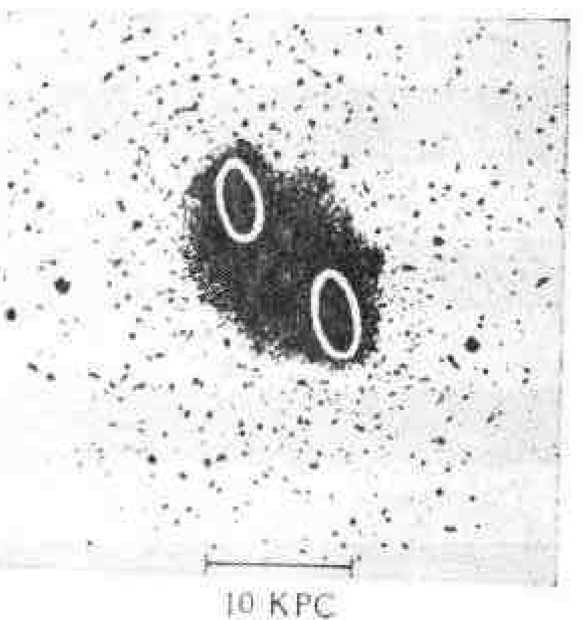


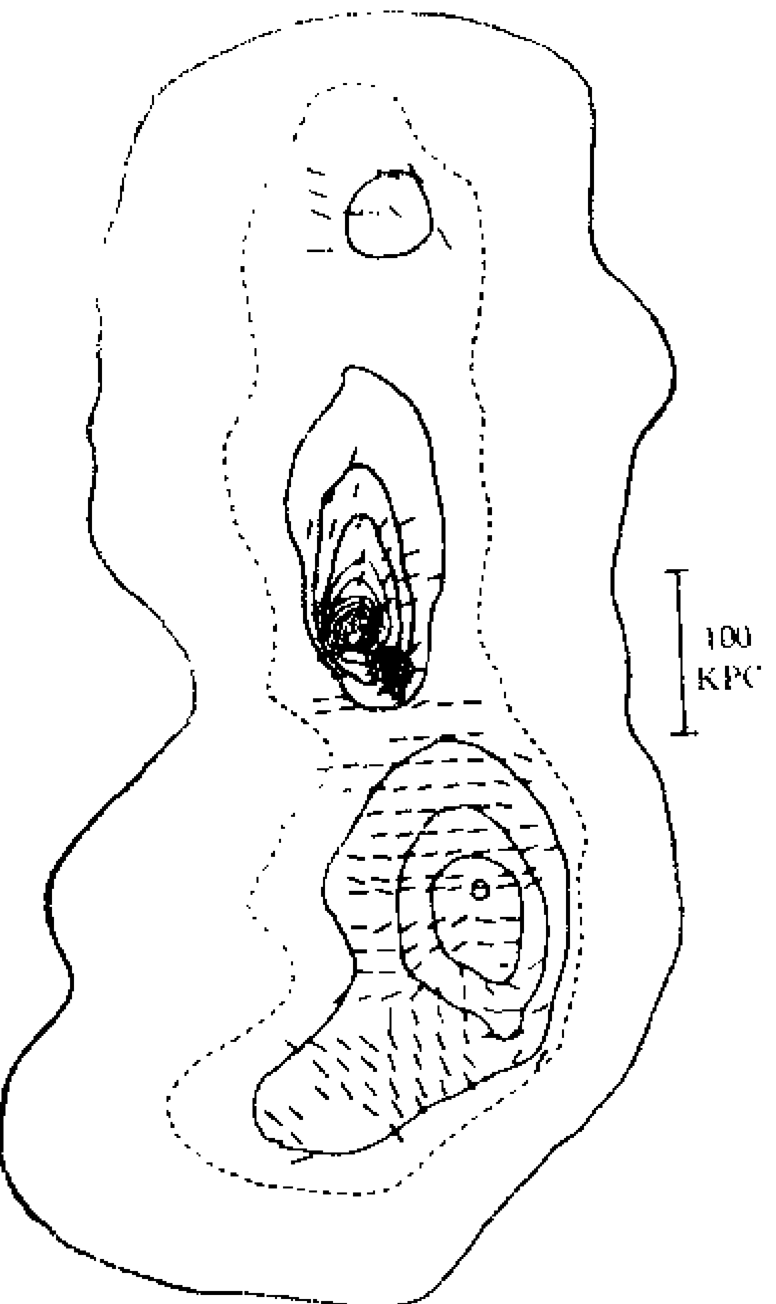
9．(a) 作为射电源和光源的蟹状星云。

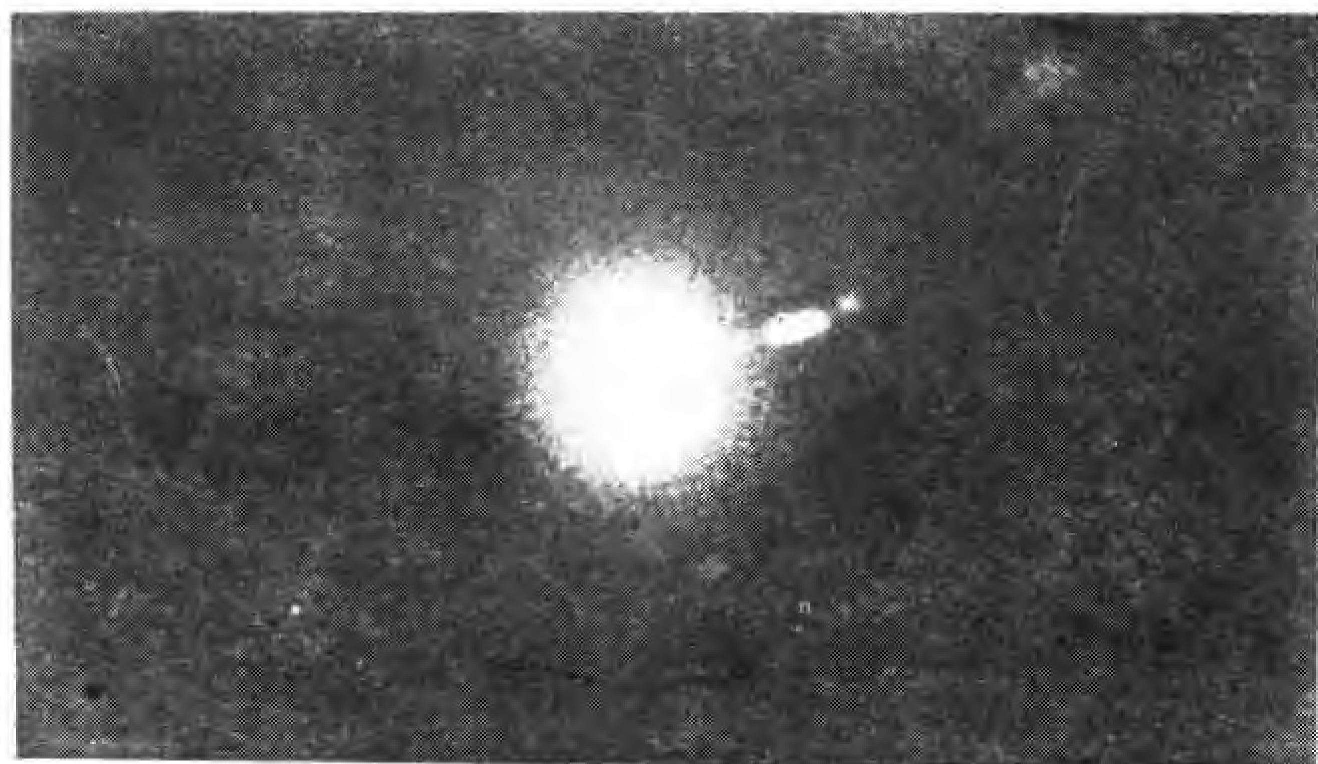
(b) 作为射电源和光源的室女座A。

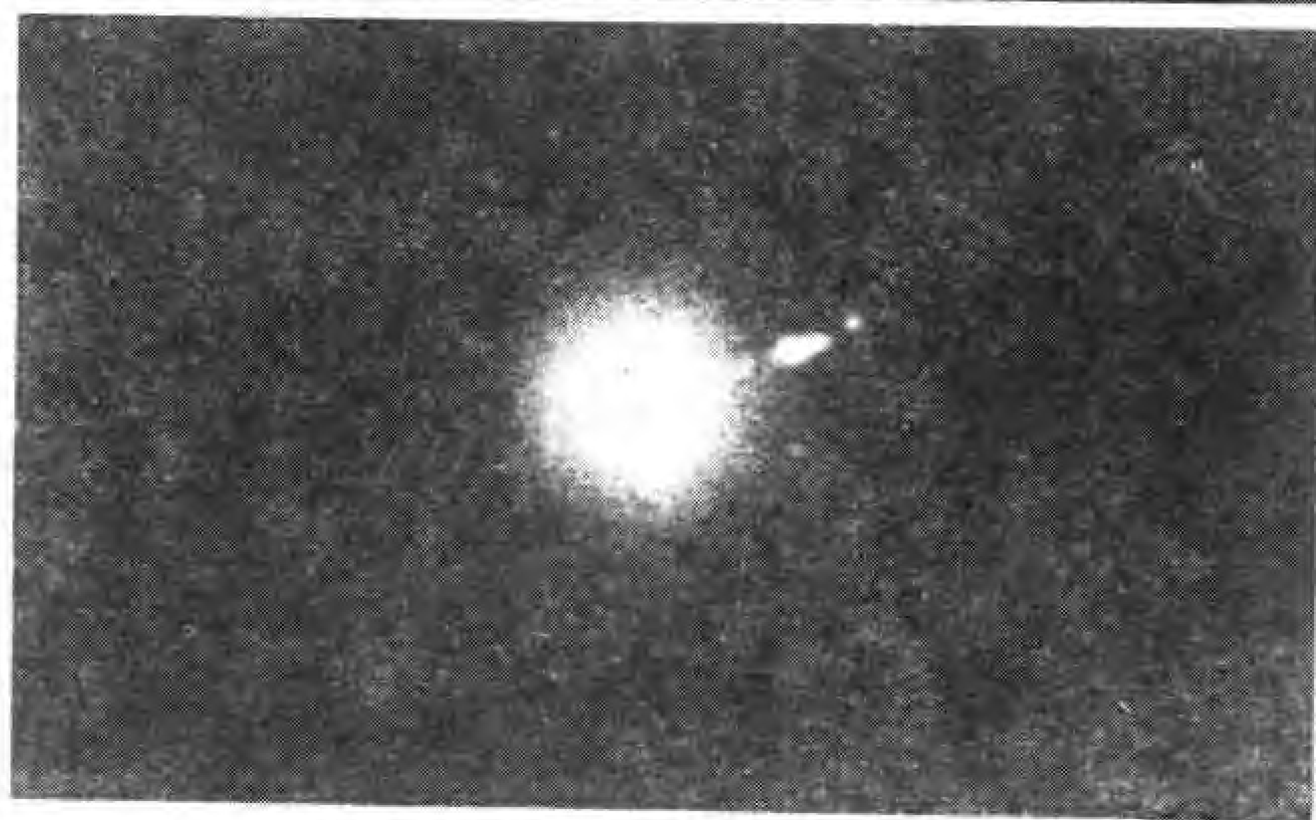
(c) 作为射电源和光源的半人马座A。(i) 发光星系，在射电图 (ii) 和 (iii)中，星系由中央黑斑表示。(ii) 射电星系的内部，这是一个对射电源。(iii)射电星系的全部。外围部分形成另一双射电源。根据极化数据并用指向线段来表示磁场方向。



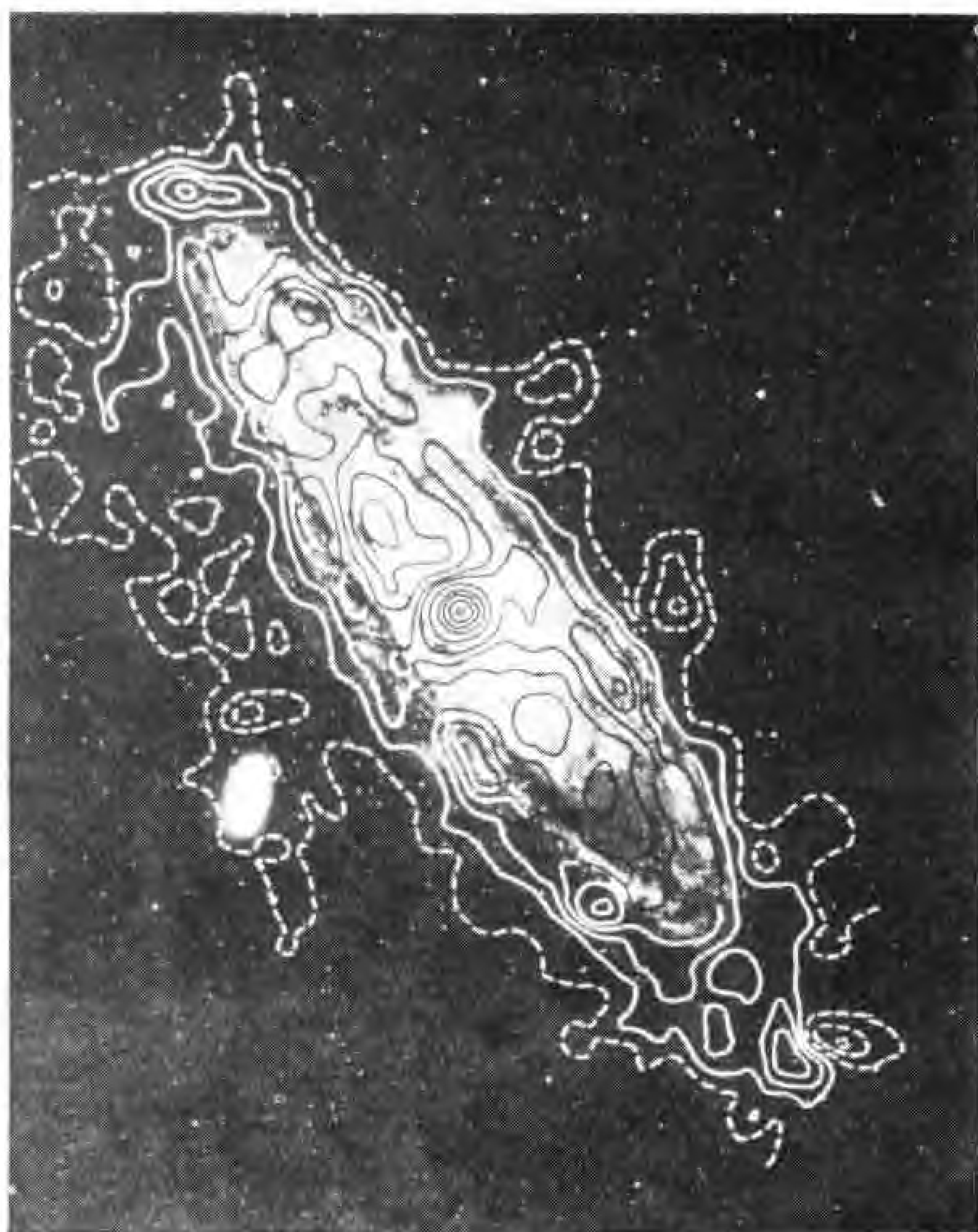

10 KPC


100 KPC





10．室女座A的核和喷注的两种不同的偏振光照片。



11．叠加在光学照片上的仙女座星云408MHz射电图。



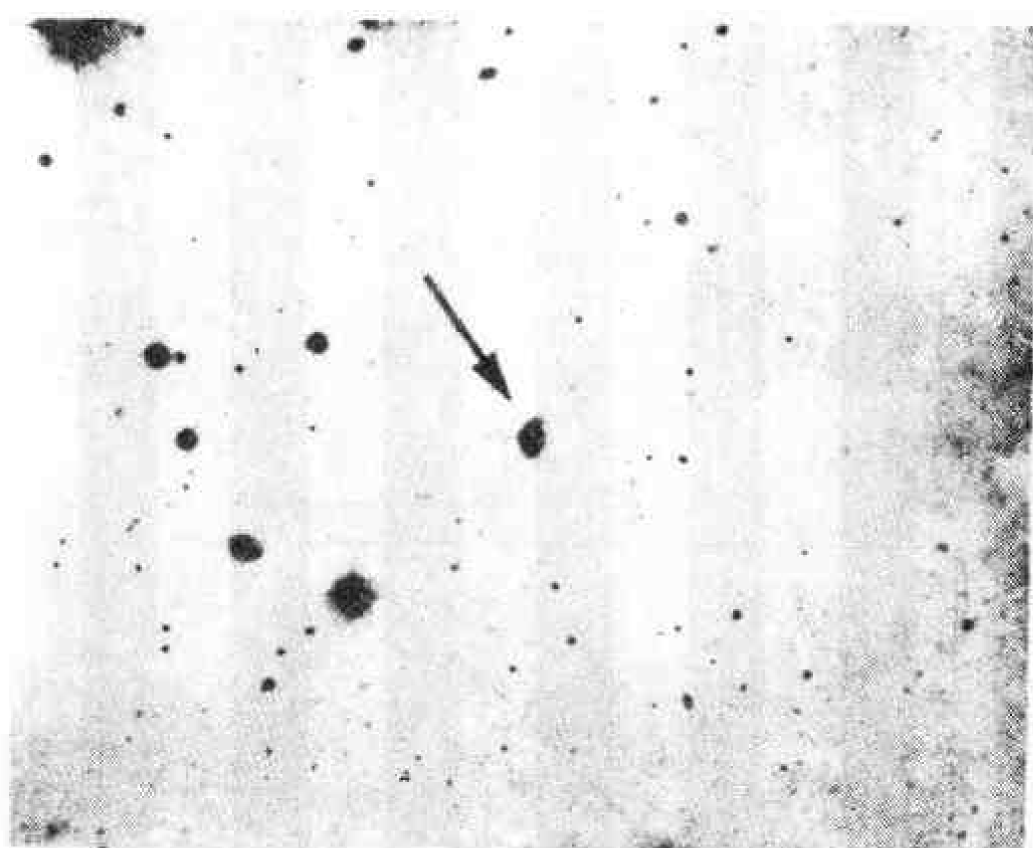
12. 天鹅座A射电源的光学照片。



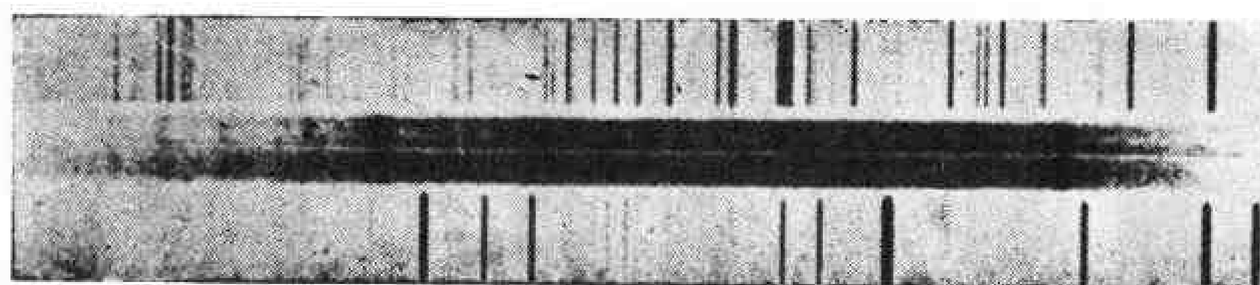
13．M82的Ha照片，表示沿短轴方向的纤维状结构。



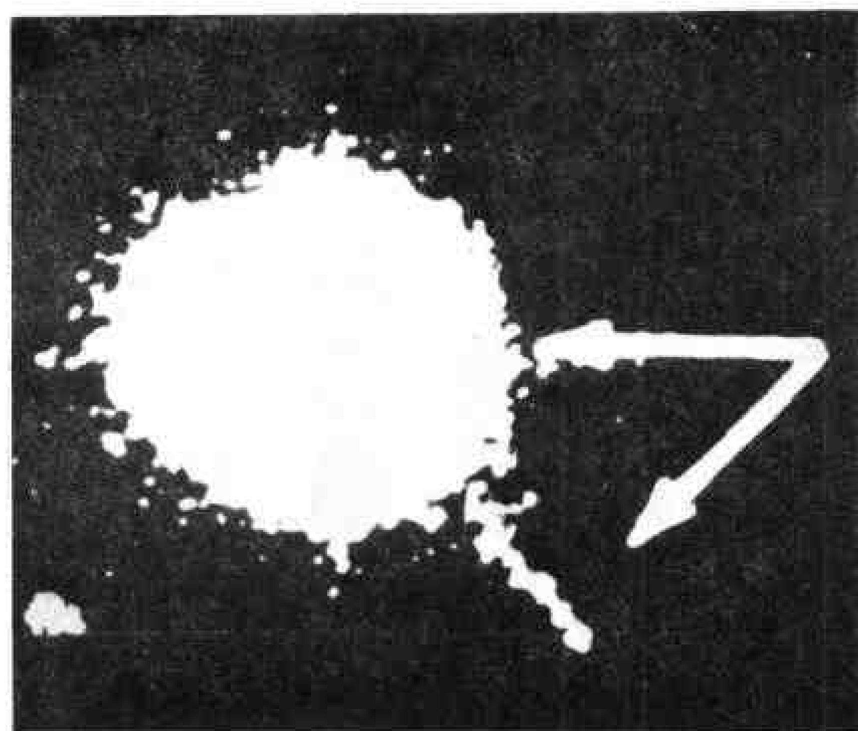
14．M82的偏振照片：(a) 电矢基本沿长轴方向。(b) 电矢基本沿短轴方向。纤维状结构很不明显。

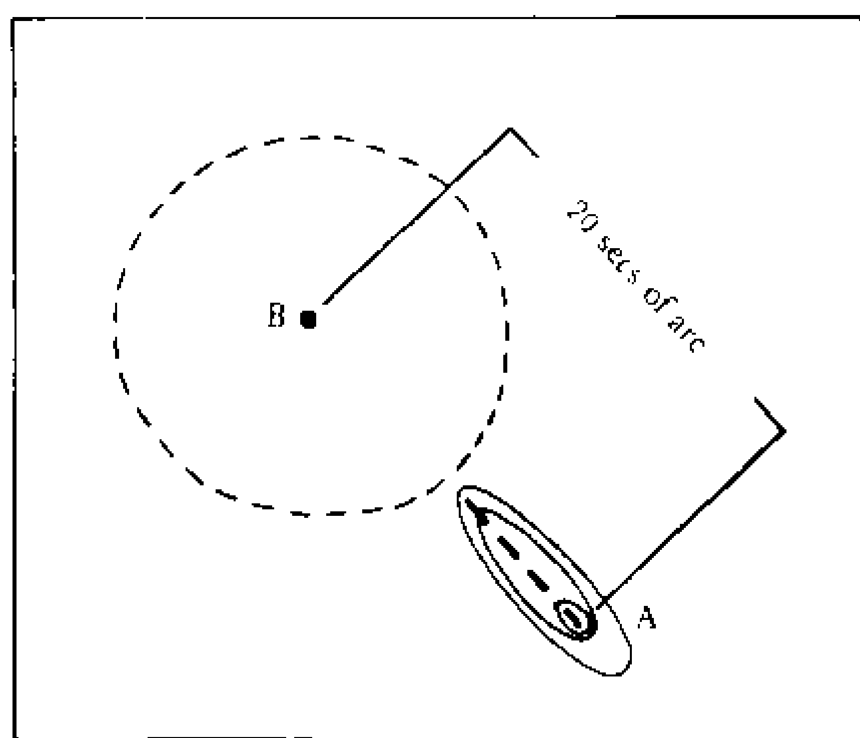


15. 类星体3C18的光学照片。

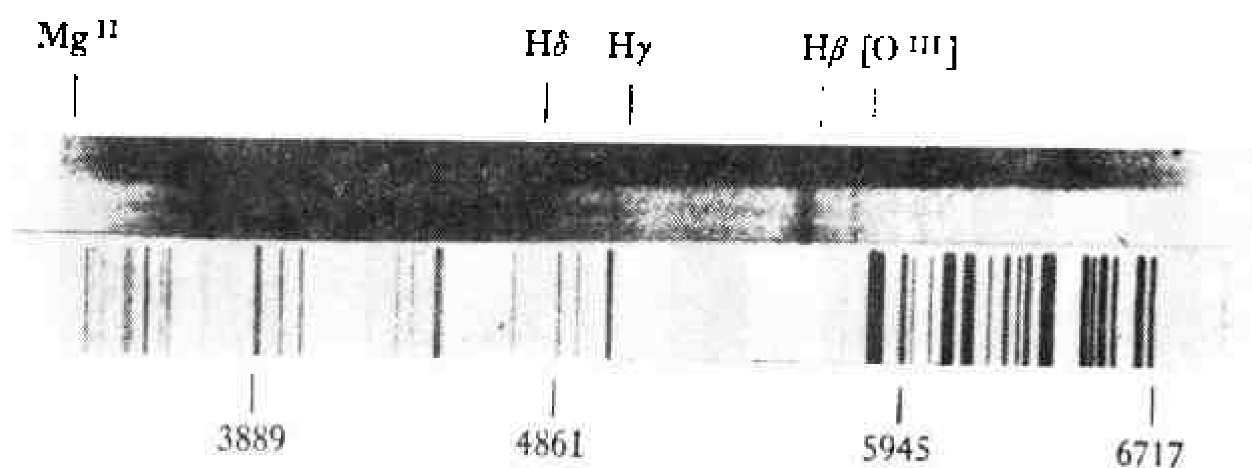


16. 1960年11月12日和12月20日拍摄的3C48两张光谱照片。





17．类星体3C273的光学照片。为获得微弱的喷注效果，采用了过度曝光的方法。



18．1963年1月27日拍摄的3C273B的光谱照片。

目　录

序

现在业已无疑，物理学家、天文学家和宇宙学家对宇宙奥秘所进行的探索，是二十世纪中叶知识领域中一项最重大的事业。他们的成就，尤其是近几年的成就，在我们关于宇宙的知识和理解方面，掀起了一场在我们整个人类历史的记载里无与伦比的革命。这样说并不夸张。在这本书中，我试图只用一般的数学和物理知识，以一种便于读者理解的方式来叙述这场革命的经历。在遴选重点论题时，我唯一的指导思想是，此书的基本目的是要从一个整体的角度来阐明宇宙的结构与历史。这决不是每个有关科学家的主要目的，因此我在综述他们的工作时，径直承认我是在表明我自己的宇宙学的渴望。不过我相信，在回顾我们的时代在天文学上的伟大成就时，读者将会看到我们对宇宙在最大可能的尺度内的运转情况，有些新的见解。

按照这样的目的，我对本书的安排如下。前几章重点描述我们今天所知道的宇宙中的主要内容——恒星，星系，射电星系和类星体等。在讨论天体、尤其是类星体时，如果不详细谈到它们光谱中巨大的谱线红移这个关键性的特征，是不会有多大意义的。这些巨大红移导致宇宙膨胀的观念，因此，在描述宇宙内容的同时，我们也描述了这种膨胀的主要特征。膨胀理论将在第八章中讨论。这是本书最长、也是最数学化和最困难的一章。我不能不这样写，因为我相信任何草率都会对这个题目处理不当。但我把主要的理论结果概括在该章后面。这样的概括对许多目的来说应该已是足够的了。

理论上的探讨揭示出星系空间中也许含有大量的物质，这是物理学研究的一个重要课题。这些问题放在随后两章讨论。最后我们讨论 3°K 宇宙微波辐射的重大发现。这种辐射的重要性，它与热大爆炸和氦问题的关系，与宇宙高能过程和各向同性问题的关系，占据了本书最后的六章。这些工作大部分还不足四年之久，显然正处在方兴未艾之中。这里，我们正是站在未来宇宙学的起点上。

在写作本书时，我应该十分感谢我的学生，同事和前辈们。我随意援引了他们的许多论文和大量谈话，倘若我在这里记下伯比吉(E. M. Burbidge)、桑达吉(A. Sandage)和泰勒(R. J. Tayler) 的名字，那是因为我特别广泛地引用了他们的著作。我感谢戈尔德(T. Gold)对本书手稿的意见，普利(G. G. Pooley)对插图的许多帮助，科利斯(M. P. Coles)和剑桥大学出版社的其他成员对本书内容和图表的工作，安德森(M. D. Anderson)夫人编纂索引，以及法伯和法伯允许我从《宇宙的统一性》一书中采用了六张图表以及大约三页的正文。尤其是，我应该特别感谢我的学生和同事里斯(M. Rees)，他在物理学上的卓见，有助于指引我通过这个新宇宙的陌生领域。

维尼斯——剑桥，1967-9

D. W. 席艾玛

1973 年 附 注

自本书初版后，四年过去了。在这期间，宇宙学中没有什么发现能比得上已经记录到的那些重大发现。在新观测到的现象中，最值得注意的也许是在室女座、后发座和英仙座这样一些星系中发现有富星团，它们能发出大量的X射线，其强度约在每秒10^{43}—10^{44}尔格之间。这个发现以及射电天文学上许多其它的重要发现，应当归功于“自由号”X射线卫星。在写作本文时，从这个卫星上得到的数据还没有完全分析好，进一步的重大成果也许正待揭晓。对宇宙学来说，最重大的步骤也许是要去确定弥漫X射线背景的起源，正如第十和第十五章中所述，它的起源可能遍布于整个宇宙。

宇宙学上另一个值得注意的进展，是有越来越多的观测证据表明，星系团中可能包含有大量的星系际气体，其密度可能在10^{-28}—10^{-27}克·厘米$^{-3}$之间。这种气体的存在可能与星系团是否是靠引力结合在一起的问题有关。新的证据来自上一段中提到的X射线观测，以及人们对射电星系的观测，这一观测暗示，在射电星系之间可能刮着一种星系际风。对这些问题的进一步了解，大概会在最近的将来取得。

其余的问题主要是，这期间进一步积累了书中已经提到的那些数据。我们可以指出如下几点：

(i) 卡斯韦尔(R.F.Carswell)和斯特雷玛特(P. A. Strittmatter) 曾报告说，有一个18星等的类星体 (OH471)，其红移为3.40。这个发现的主要价值，是表明发光天体没有紫外超，这

一认识完全是基于一个很精确的射电方位，它是由克罗瑟(J. H. Crowther) 提出的。尽管我们现在指望会发现具有很大红移而没有紫外超的其它类星体，但红移超过 2.5 的类星体还是较少见的。

(ii) 阿普(Arp)和其他人曾主张，红移不同的天体之间存在着进一步的联系。这一主张的地位仍在讨论之中。

(iii) 发现了第二个类星体(3C 323.1)，它和它周围的星系团具有相同的红移(0.27)。

(iv) 最近对银河中氦丰度的测量支持这样的假说：这丰度是均匀的，它近似地等于从正统热大爆炸(第十一、十三章)所导得的数值。

(v) 对宇宙背景在 1 毫米以下的进一步测量，与以前报导的特强有矛盾，而与一个处在 2.7°K 温度下的黑体光谱相符。

(vi) 最近在 2.64 毫米处的观测，排除了这样的可能性：星际间 CN 分子的转动激发，是由于它们和物质粒子相碰撞引起的。

(vii) 现已观测到 CN 的第二转动态引起的吸收，它在 1.32 毫米处导致 2.9°K 的激发温度。

(viii) 根据目前的证据，宇宙射线谱在 10^{18}eV 处并没有被拉平(图51)。

(ix) 在 10^{21}—10^{22}eV 范围内的宇宙射线谱能否在最近将来测量到，这在目前似乎还有疑问。

(x) 现在做的实验可以确定我们相对于微波辐射背景的运动，其精确度约达 30 千米·秒$^{-1}$。

在理论方面，这期间研究了宇宙的起源奇点，奇点附近的物理状态，各向异性宇宙和各向异性耗散，以及关于星系和黑体辐射场的形成等问题。这些研究引起了很大注意，但还没有达到应在现在这样一本综合性著作中加以描述的程度。

我要感谢路德(H. J. Rood)教授指出初版中的许多误印之

处，维尔逊(J. G. Wilson)教授关于宇宙射线谱的许多建议。

牛津 1973年5月

D. W. 席艾玛

一、恒星物理

在我们的银河系里大约有 10^{11} 个形形色色的恒星。最普通的一种就是所谓的主序星，它们的功率输出和表面温度之间有着确定的关系。天文学家用所谓赫兹勃伦—罗素图(图 1)来表示这种关系。幸运的是，我们太阳本身就是一个主序星，对它当然比对其它恒星研究得更详细些。因此，太阳物理学基本上是我们关于银河系里绝大多数恒星的物理学，并且，很可能也是许多其它星系的恒星物理学。所以，我们开始研究恒星时，首先要详细考察太阳的性质和结构。几种比较特殊的恒星同样是很值得注意的，在我

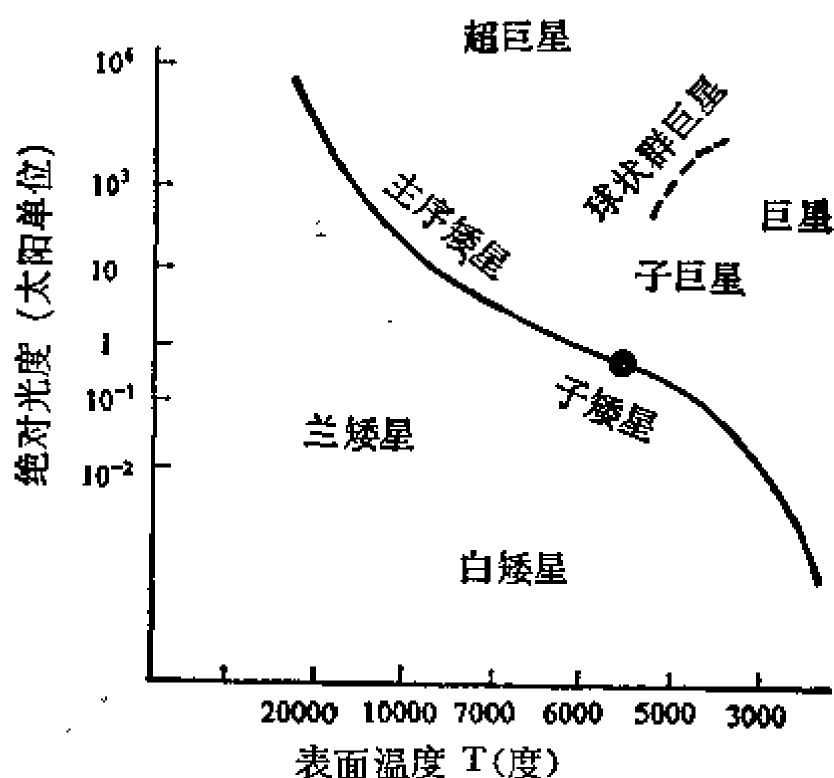


图 1. 赫兹勃伦—罗素图，说明银河系中恒星的绝对光度 L 和表面温度 T 之间的关系。大多数恒星位于曲线附近（主星序）。不均匀温标对应于直接测量到的量——色指数的均匀变化。

们研究恒星的演化时它们将成为特别重要的问题。

太阳物理

太阳的主要观测特性列于表1中。

表1 太阳的观测特性

距离	1.5×10^{13}厘米
角直径	$0.5°$
视光度	1.5×10^{6}尔格·秒$^{-1}$·厘米$^{-2}$
表面温度	$5000°$
年龄	$>3\times10^{16}$秒
地球轨道周期	3×10^{7}秒

太阳的距离可用雷达直接测定，即测定一无线电波到达太阳并从太阳反射回来时所需的时间。视光度是太阳每秒照射到地面单位面积上的辐射能，也是可以直接测量的。但太阳的表面温度不同，它必须用间接方法来估计，例如可以根据它的颜色(炽热的物体愈热，其发光愈显蓝色)。最后，太阳年龄的下限是从关于地球早期温度的地质考察来确定的。

表1中有一项地球绕太阳的轨道周期，因为我们可以用它来确定太阳的质量，利用牛顿的引力平方反比律和太阳到地球的距离就可以计算出来。我们也可根据简单的几何学和视光度的平方反比律，导出太阳的其它一些特性。导出的这些特性列于表2中。

表2 导出的太阳特性

半径	7×10^{10}厘米
质量	2×10^{33}克
平均密度	1.4克·厘米$^{-3}$
绝对光度	4×10^{33}尔格·秒$^{-1}$

我们现在可以通过简单的物理讨论，进一步推断出太阳的某些特性。一个最直接的推论来自这样的事实：至少在过去3×10^{16}秒内，太阳的变化是很小的。倘若太阳对其自身的重力没有支撑，它就会在比这短得多的时间里坍缩。这个坍缩时间可用引力理论

或量纲方面的考虑来估计，约为 $(G\bar{\rho})^{-\frac{1}{2}}$，这里G是牛顿引力常数，$\bar{\rho}$是平均密度。代入 $G \sim 6.7 \times 10^{-8}$克$^{-1}$·厘米^{3}·秒$^{-2}$和$\bar{\rho} \sim 1.4$ 克·厘米$^{-3}$，即可得出这个坍缩时间约为3000秒或1小时。显然，重力和支撑力之间的平衡必须是很精确的，才能使太阳在至少 3×10^{16} 秒或 10^{9} 年内保持稳定。

这种力无疑是体力，如同支撑地球的力一样。太阳的质量比地球大330,000倍，这就使它容易去挤压任何冷却的物质，使之进入白矮星状态。使太阳保持扩张状态的，是组成它的粒子的热运动，或者更确切地说，是由于它的中心与表面之间存在着热压梯度。从太阳的热动能必须等于其引力势能的要求，我们可以估算出太阳整体的平均温度。假定太阳是一个质量为$M_{\odot}$、半径为R的均匀球体，即可大体估算出引力势能为$\frac{2}{5}GM_{\odot}^{2}/R \sim 10^{48}$尔格。这相当于每克太阳物质具有$\frac{2}{5}GM_{\odot}/R$ 或 5×10^{14} 尔格的势能。如果太阳中原子的热运动平均速率是 v，则每克太阳物质的热动能是$\frac{1}{2}v^{2}$。令它等于 5×10^{14}，就可求出 v 的数值是300公里·秒$^{-1}$。如果气体是处在氢状态，相应的平均温度就等于 5×10^{6}°K。这是一个很重要的结果，因为平均密度约为1克·厘米$^{-3}$的氢处在 5×10^{6}°K 高温时几乎已被完全电离了，即电子将由于每秒300公里的急烈碰撞而完全脱离质子获得自由。这就极大地简化了我们对太阳结构的研究，因为这意味着即使密度为1.4克·厘米$^{-3}$，太阳物质的行为也像理想气体（其组成粒子间的间距约为10^{-8}厘米，它相当于氢原子的半径，但远大于质子或电子的大小）。太阳物质若是固体或液体状态，它的结构就会复杂得多了。

因此，太阳是一个气态球体，其中心温度大于 5×10^{6}°K，表面温度为5000°K。这相当于平均温度梯度大约为10^{-4}°K·厘米$^{-1}$。

太阳中心的热辐射不是直接可见的，因为在它射向我们的途中就已被散射和吸收了。其中最简单的一种过程就是被太阳中的自由电子所散射，即所谓的汤姆逊效应。单单对这种过程而言，辐射的平均自由程 λ 等于

$$\lambda \sim \frac{10^{24}}{n} \text{厘米},$$

这里 n 是每立方厘米的自由电子数。在太阳中，$n \sim 10^{24}$，故 $\lambda \sim 1$ 厘米。因此，太阳是高度不透明的。此外，在一个平均自由程的距离上温度变化只有 10^{-4}°K，所以谈论太阳的每一局部的温度是不会引起什么麻烦的。虽然如此，温度梯度还是不能忘记，因为在推导克服太阳物质的不透明度而形成的能流时必须用到它①。

最后一点可以使我们对太阳的光度作一简略的理论估计。根据斯忒藩定律，在平均温度为 $\overline{T}$ 的辐射场中，能量密度是 $a\overline{T}^4$，a是斯忒藩常数（7.59×10^{-15} 尔格·厘米$^{-3}$·度$^{-4}$）。因此每单位平方厘米的能通量约为

$$\lambda c \frac{d}{dr}(a\overline{T}^4),$$

这里 c 是光速，r 是径向坐标。假定太阳处在稳恒状态，也就是每秒从每平方厘米面积上发出的能量，实际上就是太阳的绝对光度。根据上述对 λ 和温度梯度的估计值，我们得到一个相当好的太阳光度值，但这个估算值的精确度当然要受到较高幂次 $\overline{T}$ 的不准确性的限制。

迄今我们只研究了有关太阳的量。事实上我们推论的每件事情，都只是根据太阳的质量和半径导出的，这就提出了一个问题：一个质量为 M、半径为 R 的恒星的光度，与太阳有何不同？根据简单的估算，我们有

① 在完全的讨论中，也应当考虑由传导和对流所引起的能量传输，但事实上太阳的辐射传输占主导地位。

$$\overline{T} \propto \frac{M}{R},$$

$$\lambda \propto \frac{1}{n} \propto \frac{R^3}{M}.$$

所以每平方厘米的能量大致正比于

$$\frac{R^3}{M} \times \frac{M^4}{R^6}$$

（因 $\frac{d\overline{T}}{dr}$ 大约等于 $\frac{\overline{T}}{R}$），

或
$$\frac{M^3}{R^2}.$$

这样，整个表面的光度 L 便满足如下关系：

$$L \sim M^3$$

这就是爱丁顿著名的质量-光度关系的一个简单例子。在我们的推导中，半径完全被消去了，但在更仔细的讨论中可以发现光度与半径有关。虽然这一关系比较微弱。这些计算在人们观测主序星的质量和光度时得到了很好的支持（质量可以根据双星的轨道特性加以确定）。质量-光度关系的一个最重要的结论是，对于质量比太阳大的恒星，其光度要大得多，所以它们的能源消耗也快得多。

这就给我们提出了一个典型恒星的能源问题。读者也许会感到迷惑不解：为什么我们能够对一个恒星了解得这么多，而没有详细说明能量产生的机理或速率。原因是，我们假定了太阳至少在过去 10^9 年里是稳定的，而这个假定对能量产生的机理引入了一些限制，当然，真正的机理事实上必定是满足这些限制的。这些限制产生的原因如下：首先我们注意到，太阳的热容量是10[illegible]，它以每秒 4×10^{33} 尔格的速率辐射出去。因此，在任一时刻，太阳所包含的热量足够辐射 2.5×10^{14} 秒，约为 10^7 年。可是太阳至少在过去 10^9 年内一点也没有变化。因此它一定是在不断地产生能量，而其速率 L 则应与辐射的速率相同。

现在，不管能量产生的机理如何，能量产生率大体要与$\bar{\rho}$和$\bar{T}$有关，而它们取决于M和R。因此，初看起来没有理由认为为什么能量产生率事实上应当等于L，尽管L也是取决于M和R的，但这一依赖关系也许并不相同。如果假定能量产生率太低，恒星就会冷却下去，而不能长久地支撑其本身的重力。这样，恒星就会收缩。这种收缩反过来会导致恒星温度的增加，这似乎又会使能量产生率增加。恒星显然是在追求一种稳定状态的，如果能量产生率与温度有足够密切的关系，它就会找到一种稳定状态。因为，在那样的情况下，恒星会收缩并变热，直至内部产生的能量和表面失去的能量速率刚好平衡为止。这样，稳恒恒星的半径就会由它的质量和能量产生的机理所决定。

什么是这一机理呢？对于太阳，它必须以2尔格·秒$^{-1}$·克$^{-1}$的速率产生能量，所以在10^9年里(3×10^{16}秒)，它产生6×10^{16}尔格·克$^{-1}$的能量。但太阳的引力势能仅为5×10^{14}尔格·克$^{-1}$。换句话说，太阳在其形成后的早年收缩期间所释放出来的势能，只能维持太阳燃烧10^7年左右。因此，还必须有其它产生能量的机理。它不能是化学能，化学能释放时在典型情况下仅约10^{13}尔格·克$^{-1}$。因此自然想到原子能。事实上这在数值上是完全合理的。一个α粒子（氦核）每单位质量的结合能大约是6×10^{18}尔格·克$^{-1}$。因此在10^9年里，只需要大约百分之一的太阳氢转变成氦就能解释太阳的光度了。可以认为，太阳实际上比这年龄老五倍，这仍会留有令人乐观的余地。

在5×10^{6}°K以上的高温下由氢转变成氦的反应能否发生，或者更确切地说，由质子转变成α粒子的反应能否发生，这是核物理中一个需要解决的诱人问题。按照现代核物理的标准，质子的动能是很低的(约500电子伏特，一电子伏特约为10^{-12}尔格)，但现在我们知道这样的核反应是能发生的。这项工作是1938到

1939 年由魏扎克和拜特首先完成的①，尔后又有其他许多物理学家重复研究过。在这反应中产生的γ射线被减弱为 X 射线，然后在到达我们之前又成为可见光，因为如前所述，太阳整体对这些射线是不透明的。但这些反应也产生一种叫做中微子的粒子，它们和γ射线与 X 射线一样，也是以光速运动，但与普通物质的相互作用很弱。对这些中微子而言，太阳几乎是完全透明的，一个估测它们的勇敢尝试，目前正由美国核物理学家戴维斯 (R. Davis) 进行中。如果这项试验成功，就会意味着可以直接"见到"太阳的中心区，那里温度极高，大部分的热核反应是在那里进行的。现在的情况颇令人感到兴趣。戴维斯已能定出地球上太阳中微子流的上限，比原先预期的值要小得多。这引起理论家们很大的混乱，也提醒我们即使是对主序星的结构，我们所知道的也比原先设想的要少。

恒星演化

当恒星中心最热的区域里所有的氢都转变成氦时，会发生什么情况呢？这个问题对于质量比太阳大的恒星来说更为关切，因为它们消耗其氢燃料的速度更快。如前所述，如果恒星的能量产生率太低，它就一定会冷却下去，然后收缩，尔后又变热。这种收缩和变热的过程会不断继续下去，直到一系列新的产生能量的核反应成为重要的能源。这样的核反应事实上是存在的，当中心温度达到上亿度时，重要的氦燃烧就开始了。在这情况下，最终的产物主要是碳。当氦自身被消耗掉时，恒星又重新收缩，但我们对这些后期演化阶段的了解并不像对前期了解得那样好。在许多场合，恒星似乎不能再以可控制的方式找到其稳定状态了，这时爆炸就会发生。最极端的情况就是超新星现象，这时恒星的大部分都爆发掉了，并且使它所在的星系顷刻之间黯然失色。著名的蟹状

① 拜特博士在 1967 年因这项工作荣获诺贝尔奖金。

星云（照片 1）是公元 1054 年由中国天文学家记录到的这样一次爆发后的残骸。我们以后还会更多地谈到蟹状星云，因为它是我们研究得最好的一次天体剧烈爆发的例证。这样的爆发现在已经知道不但会在恒星之间发生，而且会在宇宙间更大的规模上发生，它们是本书主要的论题之一。

当恒星所包含的核燃料接近枯竭时，恒星演化就进入了它最后的阶段。如果这个恒星的质量比太阳大得多，它就要不断收缩，在爆发过程尚未到来时，这一收缩会继续下去，直到恒星自身的引力增强到其行为已不能再用牛顿的万有引力理论来解释。在这情况下，许多物理学家认为正确的理论应当是爱因斯坦的广义相对论，虽然它关于强引力场行为的预言尚待实验来证实①。根据这个理论，外界观察者将会发现恒星坍缩到某一临界半径，需要无限久的时间。这个所谓许瓦西 (Schwarzschild) 半径的值是 $2GM/c^2$，其中 c 是光速。对于一个质量比太阳大 10 倍的恒星，许瓦西半径是 30 公里，这时它的密度约达 10^{16} 克·厘米$^{-3}$。这正是原子核中物质的密度，处在这种非常状态下的恒星称为中子星。外界观察者事实上决不会看到恒星完全达到其许瓦西半径，因为这时表面附近的引力场会如此强烈，以致爱因斯坦红移②会使得它难以被观察到。一个十分不幸地被置于正在坍缩中的恒星上的观察者，将会发现他自己坚持到许瓦西半径时，就要进入这样高密度的区域，以致今天的物理学也许不再是正确的了。在这样的区域中，什么是正确的物理学，现在还完全不知道，这是一个有待将来解决的问题。

反之，如果恒星的质量不及太阳的 1.4 倍（张德拉塞卡 (Chandrasekhar) 极限），它就能支持它自身的重力甚至达到完

---

① 关于爱因斯坦理论，在我的《广义相对论的物理基础》一书中作了基本说明。

② 《广义相对论的物理基础》一书的第五章讨论了爱因斯坦红移。

全的冷却，因为这时它内部的自由电子能向外产生足够大的压力①。处在这种状态的热恒星已在天空见到，它们称为白矮星。它们的半径大约是太阳半径的百分之一，质量和太阳差不多。因此其密度约为10^6克·厘米$^{-3}$，正因为有这样奇特的高密度，使得泡利不相容原理变得重要起来了。处在这种状态下的物质称为量子力学简并物质。

从理论上讲，一种更紧缩的状态是可能存在的，当这种稳定的恒星的质量和太阳相等时，它的半径大约是10公里。这就是我们已经提到的那种中子星-只有当它的质量小于几个太阳质量时，它才不会坍缩。在这种情况下，向外的压力是由于中子简并引起的，而不是由于支撑白矮星的电子简并。如果这种中子星存在，它们就会显得太暗，而不能用光学方法观测到，因为它们的表面积很小。直到最近，有人认为能观测到它们的唯一方法(且不说双星的不可见子星)是利用它们的X射线辐射，如果它们的表面有足够的热量($T \sim 10^7$°K)，能发射出可见的X射线流的话。然而，虽然现在已经知道有些恒星发射X射线，但似乎都不是中子星。

这就是直到1968年2月24日为止的情况。在这一天，《自然》杂志上发表了剑桥卡文迪什实验室休唯西(A. Hewish)、贝尔(S. J. Bell)，庇金顿(J. D. H. Pilkington)、斯柯特(P. F. Scott)和柯宁(R. A. Collins)等人发现脉冲星的报告（图2)。脉冲星是脉冲射电源。在给定的观测频率下，它们的辐射是由一些结构复杂，持续时间约为10毫秒的很精确地重复的脉冲所组成，现在已经知道最快的脉冲星周期是33毫秒，最慢的是4秒。33毫秒的脉冲星是在蟹状星云中，它也产生同一周期的光脉冲和X射线脉冲。在写著本书时，对这些脉冲星才研究了两年，但对它们已有许多了解，无疑，对它们的研究将在天文学上引起许多问题的革

① 这是由泡利不相容原理引起的一种量子力学效应。

命。但是，我们最关注的是它们与中子星的关系。现在似乎可以

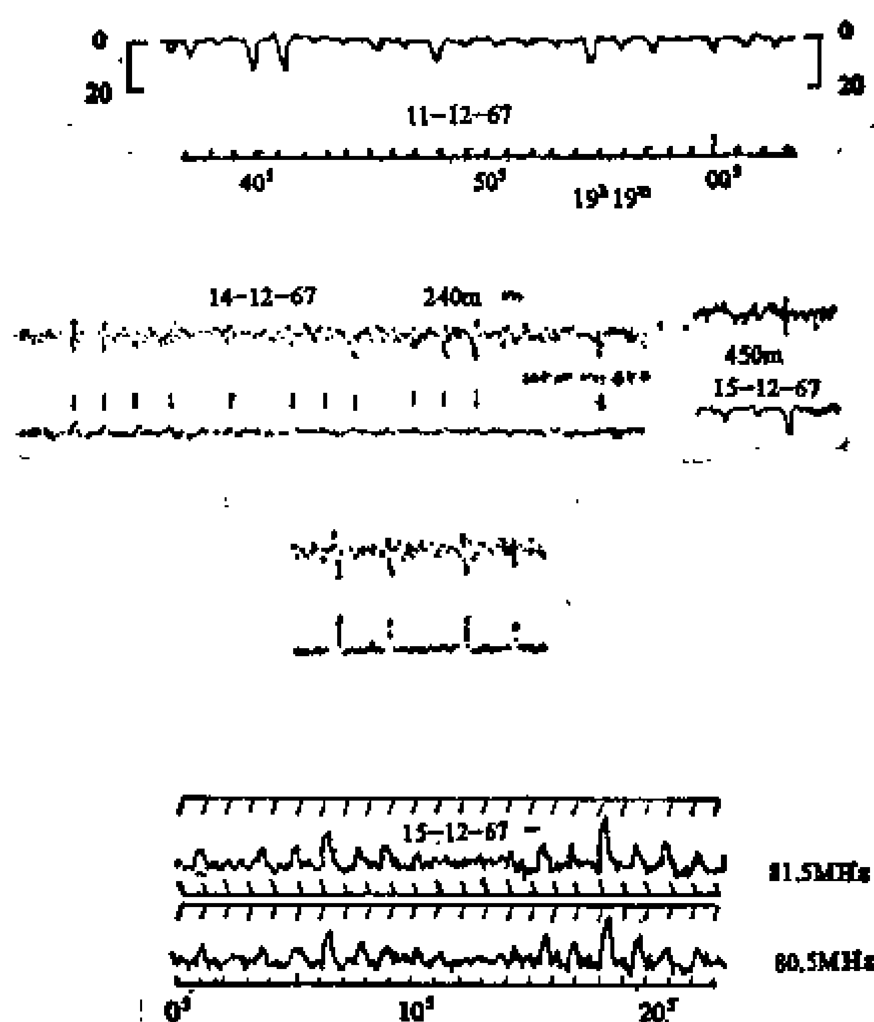


图 2. 首次发表的脉冲射电源（脉冲星）记录。（引自休唯西等，Nature 217,710(1968)。）

肯定脉冲星就是中子星，使脉冲表现出精确周期性的“时钟装置”，是中子星的**转动**。任何其它东西都不可能产生 33 毫秒这样短的周期，它本身的增长小到每年 10^{-5} 秒。脉冲星的这种转动中子星模型，首先是由戈尔德提出的。现在要去确定这种模型的细节还为时太早，但其基本思想几乎可以肯定是正确的。特别是根据蟹状星云的减慢率粗略估算出的它的年龄，与根据中国人的记录确定的蟹状星云的年龄完全一致。因此我们可以得出结论说，稳定的中子星大概确实是存在的，它可能是在一次超新星爆发后保留下来的。

恒星可能演变成的各种形态，构成一幅复杂的图式，为了便于设想种种可能性，我们可将恒星的绝对光度对其表面温度画出一张图来。这就是前面提到的所谓赫兹勃伦-罗素图（H-R 图），在图 1 中，我们看到，这幅图中只有一部分为真实的恒星所占据。像太阳这样一些典型的恒星形成主序星，可以看到其它类型的恒星也出现在图形上。

这种 H-R 图对于了解单个恒星的演化也是有用的。事实上，主序星在主星序线上移动，直到它的大约百分之十的氢转变成氦。然后它转向右方。因为燃烧时每克氢大约放出 6×10^{18} 尔格的能量，所以恒星在转折点的年龄大约是 $6\times10^{18}\overline{M}/10\,\overline{L}$ 秒，或 $2\times10^{10}\overline{M}/\overline{L}$ 年，这里 $\overline{L}$ 是恒星的平均绝对光度。研究一个星团，并

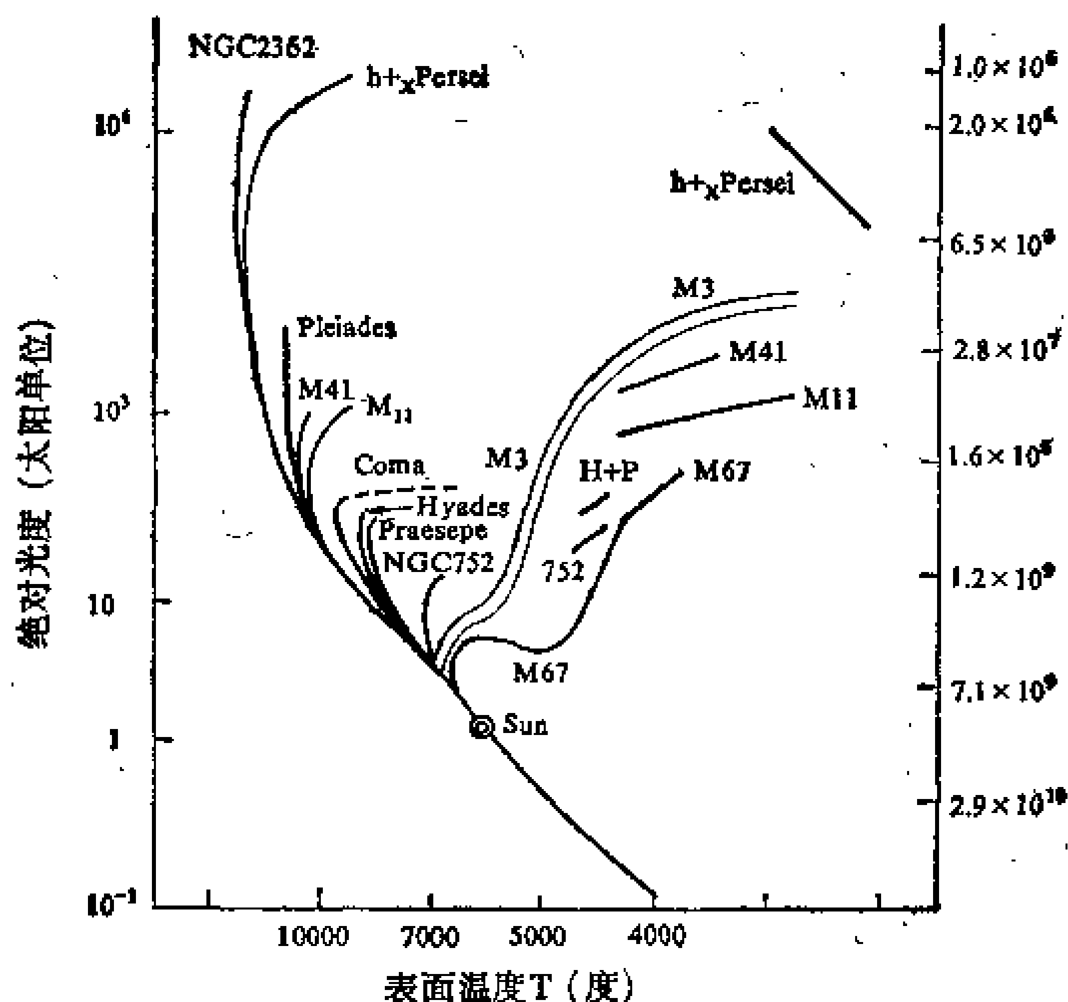


图 3． 十个疏散星团和一个球状星团的赫兹勃伦-罗素图，右端纵坐标给出了对应于主星序各种转折点的年龄。

设想星团中的多数恒星大致是在同一时间形成且有相似的组成，就可以根据观测推断出这个年龄来。这时，这一星团的主星序(图3)给出其中恒星的质量分布范围，而其转折点的位置就会给出星团的年龄。观测到的星团在年龄方面的变化，从大约 10^6 年到 10^{10} 年，在 10^6 年时，转折点位于很大质量的恒星，而在 10^{10} 年时，具有太阳质量的恒星正处在转折点上。后一结果对于宇宙学很重要，因为它告诉我们，在过去大约 10^{10} 年中恒星基本上还是稳定存在的。然而，我们将看到，整个宇宙具有同样量级的时间尺

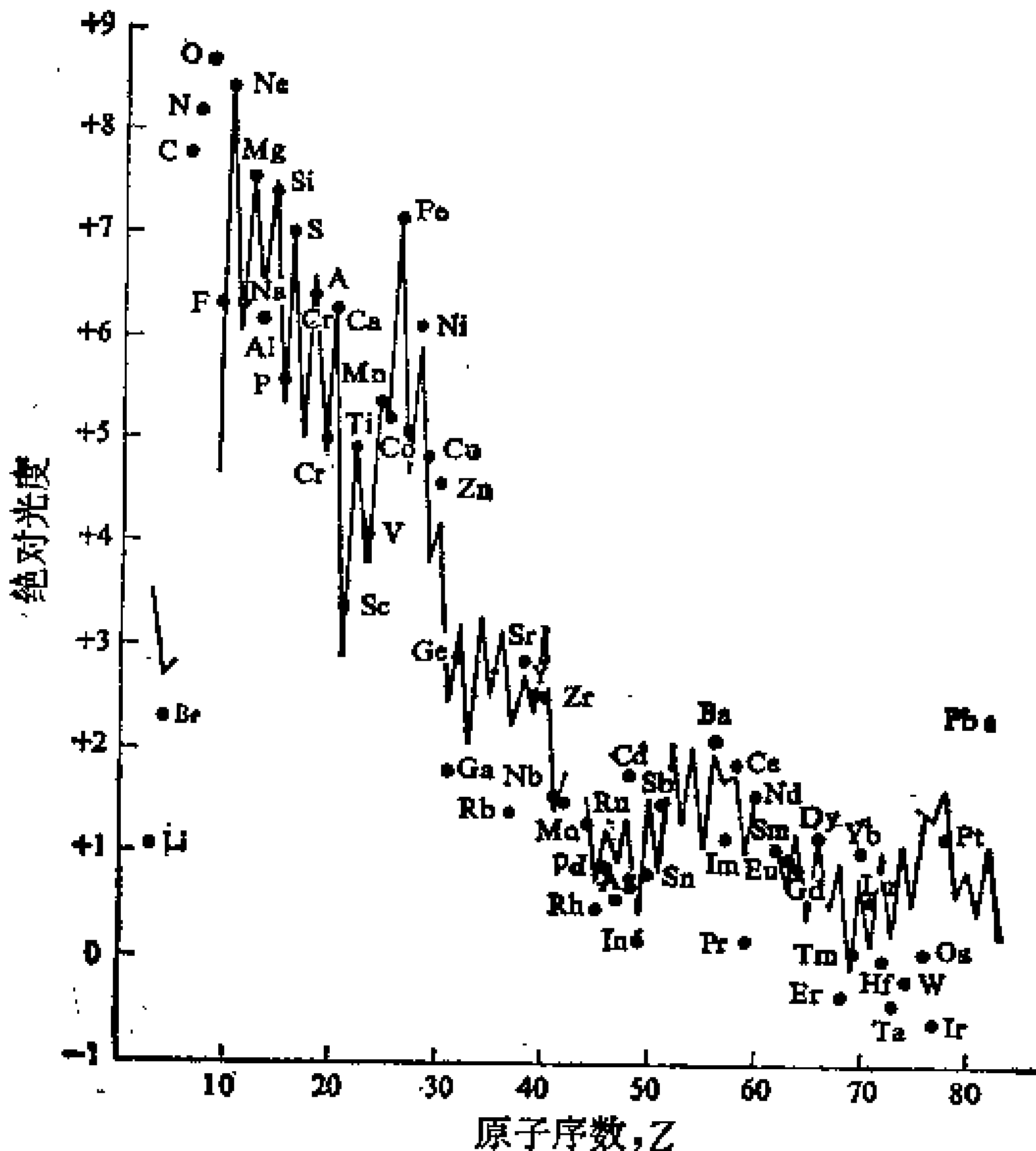


图 4. 太阳系中元素的丰度。(银河系的丰度是类似的，虽然有些重要的例外。) 圆点是根据太阳光谱中吸收线的强度推得的，线条主要是依据地球和陨星的记录数据。此图由苏斯(H.E.Suess)和尤里(H.C.Urey)编制。

度。在稍多于 10^{10} 年以前，恒星不可能以我们今天所看到的形式存在。因此，恒星演变的问题和宇宙学的问题有着密切的联系。

值得我们注意的进一步联系是，恒星演化的晚期阶段会发生爆发，将恒星物质抛射到银河里去。这些物质已经经过了核反应的作用，核反应既在恒星中发生，也在爆发期间发生，因此银河系中将会被比氢重的元素所污染。这就产生了如何解释观测到的银河系中所含元素的丰度这整个问题（图 4），亦即：它们全都是由热恒星形成的，还是在银河系的原初组成中就已包含有重元素？这显然是一个宇宙学问题，我们将在后面的某一章（第十三章）中讨论这个问题。

二、银河

引言

银河的取名，是从我们在晴朗的夜晚所看到的那条伸展在天空中的白色光带而来（照片 2）。伽利略发现，这条白色光带实际上是一个肉眼不能分辨的无数小星星的巨大集团。太阳本身和它邻近的恒星也隶属在这个集团中，恒星之间的引力使这些星体结合在一起。其总体称为银河系(galaxias,是希腊文牛奶之意)。我们现在知道，宇宙中包含着一大群、或许是无限多个相似的银河，处于我们的银河系之外，伸展在整个宇宙空间中，至少是最大的望远镜所能看到的地方都是如此。在这一章里，我们仅限于注意我们自己的银河，留待下一章再讨论河外的其它星系。

同时应当说明，我们银河系的大部分质量是取恒星状态，可是还有许多物理过程发生在恒星之间的广阔空间中。确实，天体物理学中有些最引人的现象是关系到存在于星际空间中的气体、尘埃、宇宙射线和磁场的。由于本身的原因，也由于类似过程乃是观测到的射电星系和类星体行为的基础，这些现象近年来已得到仔细的研究。所以我们在描述了我们银河系的恒星结构以后，将从这些方面考虑银河的结构。

银河的恒星结构

我们肉眼只能看到构成银河系的 10^{11} 个恒星中的 6000 个左右。整个星系的结构现在已经相当清楚了。虽然还有许多细节问题，但主要轮廓是比较简单的。我们对它的了解是根据三项主

要观测，即恒星间的距离、恒星数目和它的速度，这些观测揭示出了银河系的形状及其整体的转动。

在天文学中测定距离是一个复杂问题。这里我们只描述两种方法，其中一种方法对邻近的恒星是很精确的，另一种则是用来确定河外距离的。第一种方法就是大家知道的视差法。它是根据这样的事实：若从地球绕太阳的轨道对面去观测一个邻近的恒星，其相对于背景恒星的位置就显得是处在不同方向上，相差的量与这恒星的距离有关。测得这个方向差，就知道这恒星的距离了。用这方法可以得出距离的秒差距标度。一个秒差距远的恒星相对于地球的轨道有 1 角秒的视差。因此，由简单的几何学可以证明，一个秒差距大约是 3 光年或 3×10^{18} 厘米。显然，要测量一个相距 100 秒差距远的恒星的视差，就需要测出百分之一角秒的角度。这表示对测量精度的限制，所以这种视差法可惜只适用于比较邻近的恒星。

第二种方法是利用这样一类的恒星：其视光度周期性地随时间变化，即所谓的造父变星。对于典型的 δ 造父变星，其光曲线示于图 5 。1912年亨利塔·李维特 (Henrietta Leavitt) 小姐发现，在造父变星的周期和它的绝对光度之间有着很确定的关系（由最邻近造父变星的距离测定和视光度的平方反比定律所决定）。根据

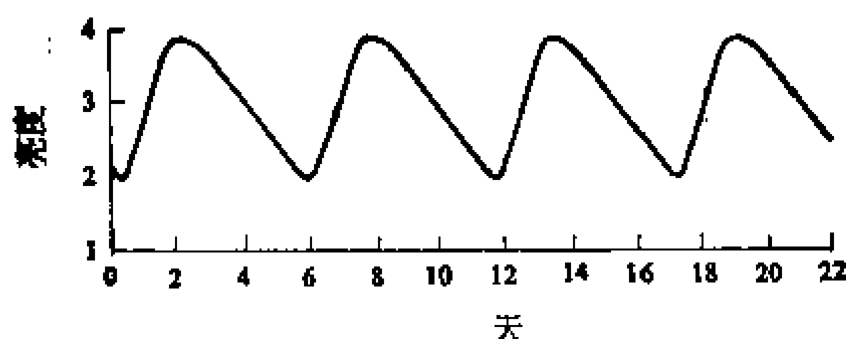


图 5. δ造父变星的亮度变化。

这一周期-光度对应关系，最亮的恒星应有最长的周期（图 6)。如

果有理由相信某一给定变星属于满足这一关系的一类，那么，观测它的周期就可决定它的绝对光度，然后从它的视光度就可测定它的距离。过去应用这种方法曾遇到一些困难，因为不同类的变星有不同的周期-光度关系，但这些困难现在差不多已被克服了。用这种方法所能测出的距离，就是能够分辨出变星的距离，即达到百万秒差距（一个百万秒差距等于 10^6 秒差距）。我们将看到，这样的距离已可使我们很好地知道银河系以外的事了。

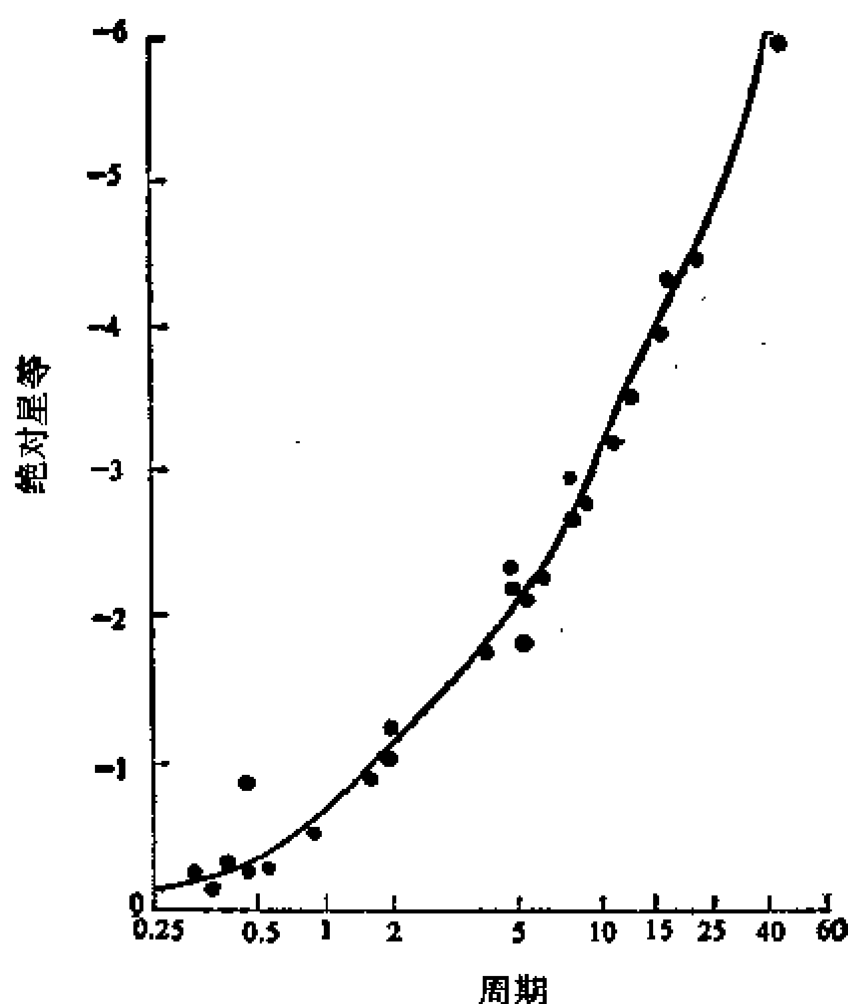


图 6. 造父变星的周期-光度关系。造父星的绝对光度愈大（图中星等标度是用对数计量），其周期愈长。因此测量出它的周期，就能推知它的绝对光度，它的距离也就可以根据其视光度推知。

恒星计数是由威廉·赫歇耳(W. Herschel)在十八世纪开始的，他对银河系提出了一个圆盘状模型（图 7 ）。这个模型的现代形式示于图 8 中，它是由夏普赖 (Shapley) 提出的。夏普赖的主

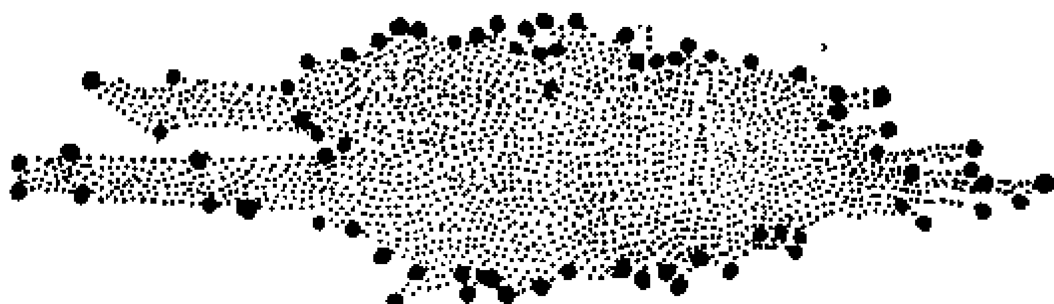


图 7. 威廉·赫歇耳关于银河系的模型

要革新是把原先总是放在中心位置的太阳，改放到星系边缘附近。

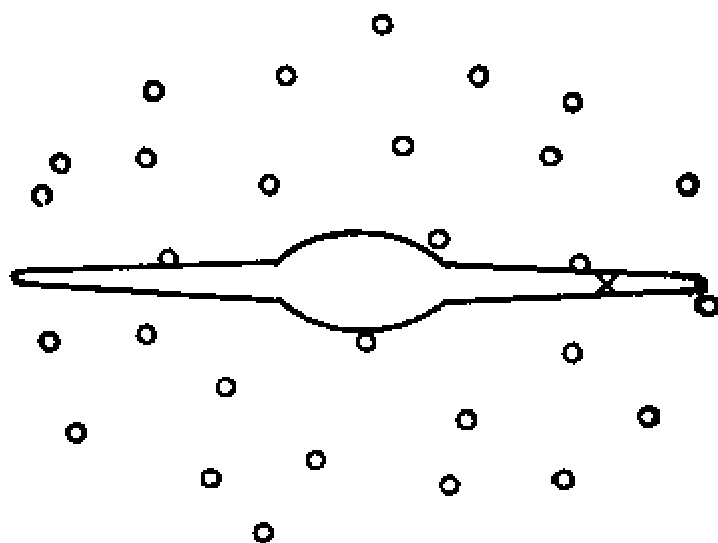


图 8. 夏普赖(Shapley) 的银河模型。每个圆圈代表一个球状星团。核心和盘可容纳银河系中大部分恒星。太阳用X号标示，位于距中心三分之二的距离处。

夏普赖在研究球状星团——一些包含 10000 到 1000000 个恒星的对称性恒星团——时发现了太阳的偏心位置。造父变星法曾被用来确定了大约 100 个球状星团的距离。夏普赖曾从这些距离推断出了它们在空间的分布。它们排列在一个近乎球形的体系内，体系的中心是在人马座方向（照片 3），该中心到太阳的距离现在公认是大约一万秒差距左右。然而，大多数恒星都集中在一个扁平的范围内，这使人想起了赫歇耳的圆盘。

对这个扁平系统的真正了解，是从 1926—1927 年开始的，当时林布拉德(Lindblad)和奥特(Oort)根据恒星的运动发现，银河

系是在转动着。这种转动，早先曾被哲学家康德用来解释银河系的扁平形状。此外奥特还发现，正象康德曾提出的，银河系并不是像一个刚性轮子那样地转动，而是像行星绕太阳的转动那样（图 9）。这两种转动的差别在于：刚性轮子里的每个质点都是以相同的周期转动，而在太阳系里，愈近太阳的行星，其周期愈短。这是环绕一个中心吸引质量的园运动的特有性质。银河系的大部分质量事实上是集中在其中心区的。

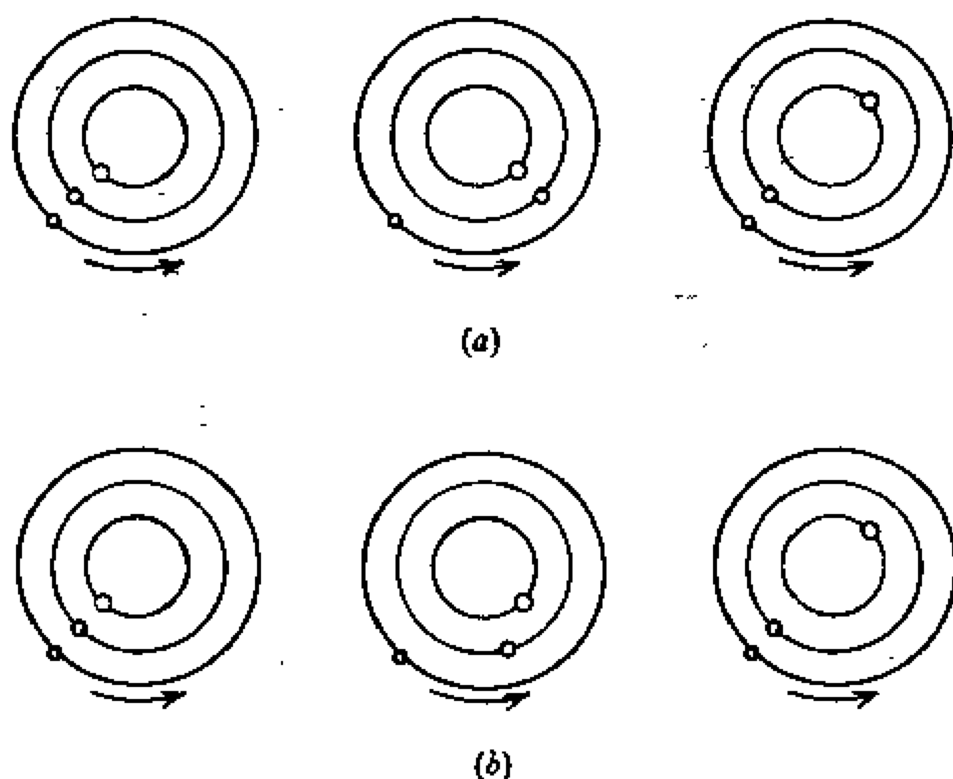


图 9. (a) 象轮子的刚体转动。原来在一直线上的三点仍保持一直线。(b) 象太阳系的较差转动。近中心点的运动超前于远离中心的点。

幸而恒星是这样运动的，倘若它们都有同样的周期，它们的转动就会很难被发觉了。因为它们不会有相对于太阳的径向运动，而只有共同的横向运动。相对于河外星系，这种横向运动现在刚刚能探测到，而在二十年代中叶，这还是不可能做到的。恒星的较差转动事实上使得径向运动可以被观测到，其典型式样如图 10 所示。奥特在 1927 年认识了这种式样。从它的取向、辐度和相位，他能推断出转动轴确实是和圆盘成直角，轴与圆盘的交点是在人

马座方向上，这和夏普赖的结论是一致的；此外，他推断太阳公转一周大约需要 10^8 年。把这个值与到中心的距离结合起来，就能估计出银河系的质量，正象我们从地球的轨道周期和太阳的距离就能确定太阳的质量一样。算出的银河系质量约为 10^{44} 克，大约相当于太阳质量的 10^{11} 倍。

在这里，要深入说明恒星分布和运动的进一步细节是不适宜的，我们只讲一个独特的特征。我们将看到，许多外层星系具有一种典型旋涡状的外形（照片 5），而其它别的星系就没有什么特点了。1952 年确定了我们的银河系也是旋涡状的。许多明亮的幼年恒星都是处在旋涡的臂上，太阳本身就是其中之一。这些臂的起源还不完全清楚，但完全有可能，它们之所以具有这种特征，实际上是因为气体和尘埃密度的增加，而恒星的集聚则是由于恒星形成的总的速度在增加。银河系中气体和尘埃的含量问题，现在就要引起我们的注意了。

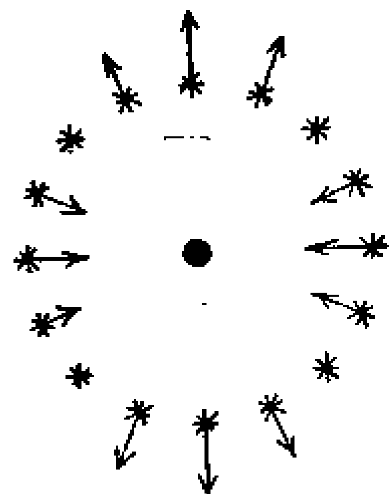


图 10. 邻近太阳的恒星的径向运动

银河系中的气体和尘埃

银河中大约百分之十的质量，是以星际间的气体和尘埃形式存在的。这些成分的存在，最初是从太阳光的散射和吸收现象中发现到的，但是，现在观测这种气体的最好方法是利用它在 21 厘米波长处所发射的无线电波。范德荷斯特 (Van de Hulst) 在 1944 年首先认识到这种射电谱线（氢原子所发射的）的重要性。他预计一部灵敏的射电接收机，应能检测出银河系中氢气云所发射的 21 厘米的谱线。这个预言直到 1951 年都未得到证实，但现在

我们的银河系（及其许多近邻天体）在21厘米处上的图已全都标绘出来了。如图11所示，主要结果是，我们银河系里的原子氢大

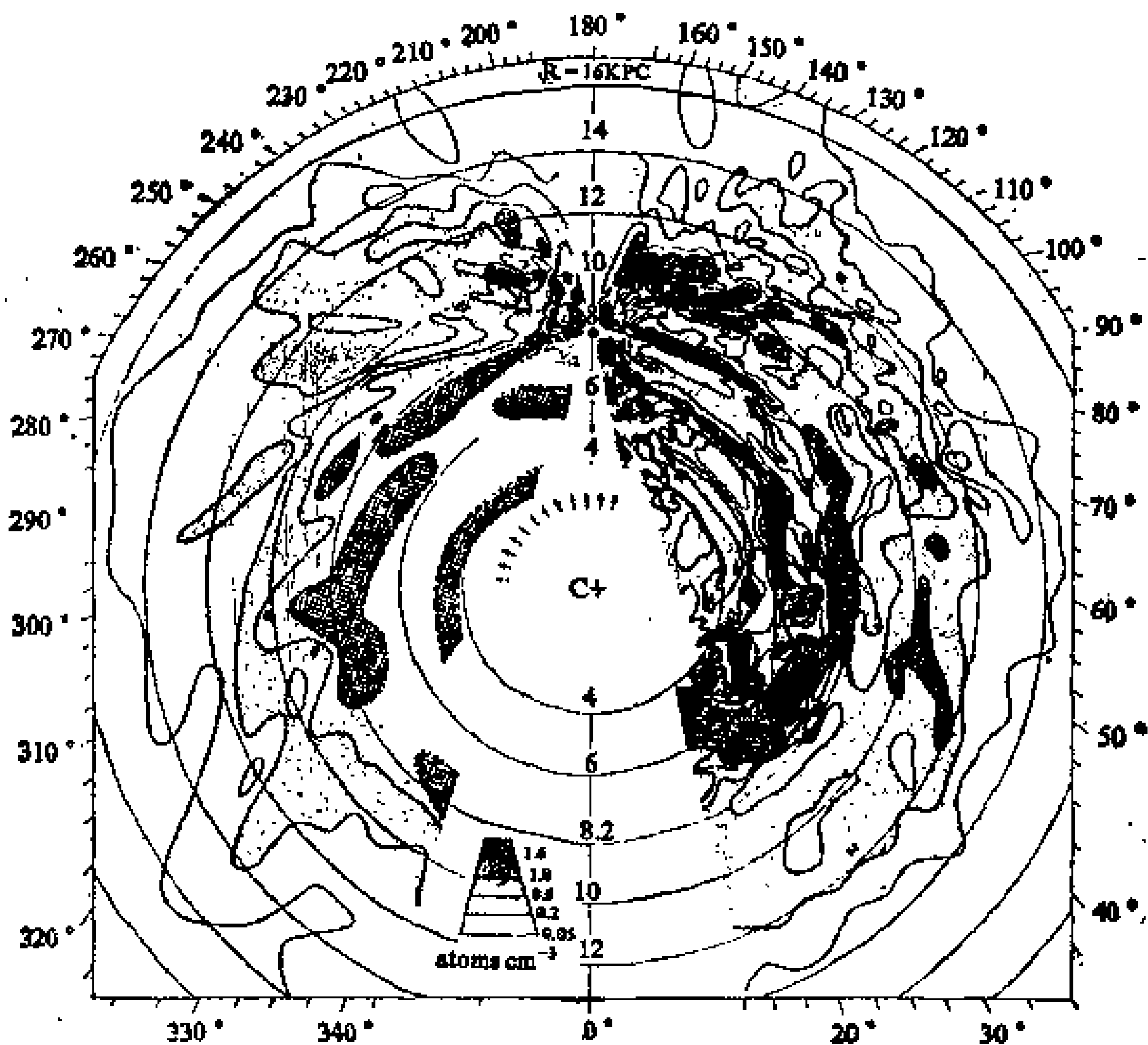


图 11. 银河系圆盘中原子氢的分布，从21厘米的射电观测中导出。（依照Oort, Kerr 和 Westerhout, Monthly Notices of the Royel Astronomical Society 118，图片6(1958))

部分是在旋涡的臂上。另一个基本结果是，银河系的转动曲线（图12）能够根据21厘米线的多普勒移动测定出来，它能告诉我们每个氢云的径向速度。然而，这些氢并不参与银河中心附近的圆运动。例如可以看出，有一个相距离中心三千秒差距的臂状结构正以50千米·秒$^{-1}$ 的速度向我们接近。这种种射电方面的证据表明，在晚近的时期里，银河中心正在发生或已经发生了剧烈的事变。对这个诱人问题的研究，由于完全不能用光学方法观测到中心

区而受到了严重阻碍，因为在该方向观测时太暗了。

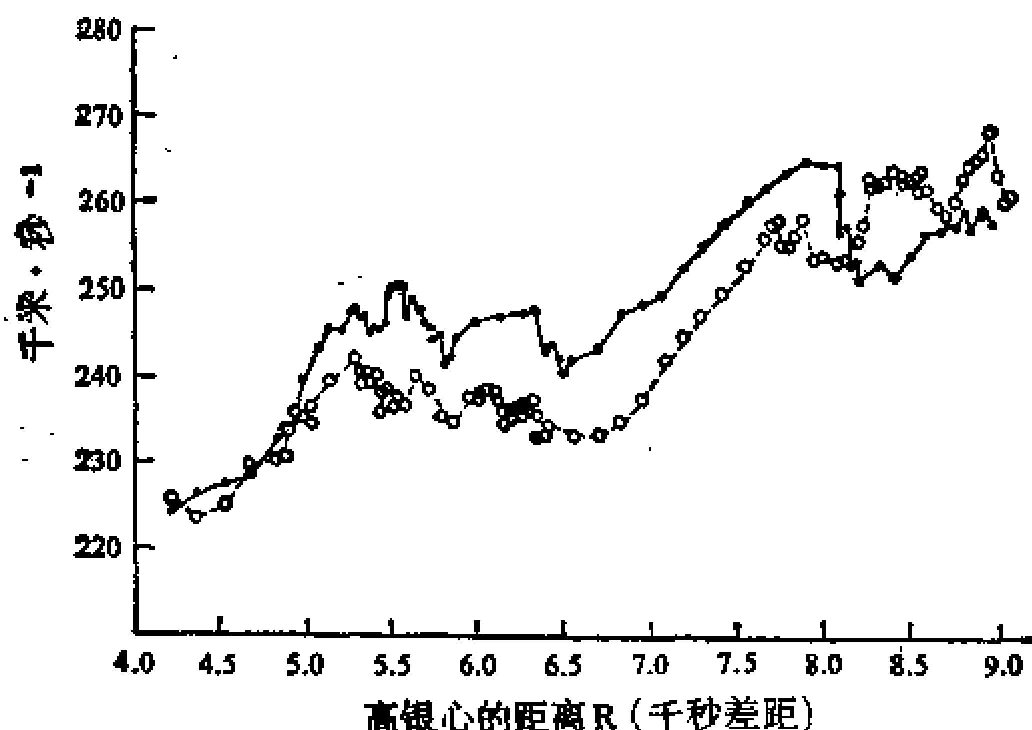


图 12. 从 21 厘米谱线导出的太阳-银心北侧（•——•）与南侧（o---o）的银河系转动曲线。（引自 F. J. Kerr, Annual Review of Astronomy and Astrophysics 7,39(1969)。）

近年来，已经探测到其它的星际射电谱线，它们是发自 OH、氨、水汽、甲醛和其它分子，以及游离的氢、氦还可能有碳的混合。其中有些谱线显示有值得注意的物理过程，在许多情况下它们有微波受激发射型的辐射。对这些现象的研究现仍处在初步阶段。

宇宙射线

宇宙射线是银河的重要组成部分，这不仅因为它们可以被利用来研究它们在其中传播的我们银河系里星际空间的性质和结构，而且也因为从动力学上说，它们对星际气体施有重大的压力。射到地球上的宇宙射线首先是在 1912 年探测到的，但它们对天体物理的意义在近来才引起重视。宇宙射线大部分是由高能质子所组成，但我们将看到，其它形态的粒子也存在。多数质子是相对论性的，这就是说，它们的速度 v 接近光速 c。在这情况下，它们的

质量 m 由爱因斯坦关系所决定：

$$m=\frac{m_0}{\sqrt{(1-v^2/c^2)}},$$

式中 m_0 是它们静止时的质量。同理，它们的总能量 E 为

$$E=\frac{m_0c^2}{\sqrt{(1-v^2/c^2)}}.$$

当 v 很接近 c 时，质量 m 远大于静止质量 m_0，而能量 E 则远大于静止能量 m_0c^2。对质子来说，其静止能量约为一个 BeV，即十亿电子伏特（1BeV～10^{-3}尔格），宇宙射线质子的平均能量刚好是 2BeV左右，这完全是相对论性的能量。然而，个别宇宙射线粒子的能量可以高达 10^{11}BeV 的惊人数值（10^8 尔格）。与此形成对照的是，今天运转着的最大加速器（在苏联的谢尔普霍夫）能产生 70BeV 的粒子，而下一代的加速器可使这个界限增加到 300BeV。这些加速器的优点在于能产生大得多的粒子流，可是它们与产生极大能量的自然界似乎是无法相比的。

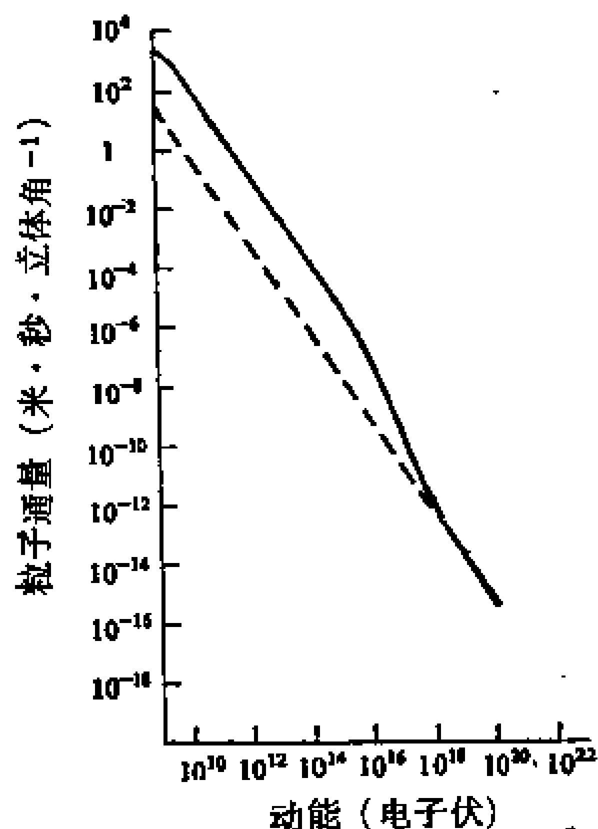


图 13. 宇宙射线能谱，虚线表示可能的河外成分。

到达地球的宇宙射线的主要特征如下：

(i) 它们的流量不随时间变化，除非能量是在 10BeV 以下，此时太阳系的影响是重要的。

(ii) 它们的流量在各方向是相同的，即是各向同性的。

(iii) 能量超过 E BeV 的粒子数（积分能谱）约为 $5000E^{-1.6}$

米$^{-2}$ · 秒$^{-1}$ 球面度$^{-1}$，这表达式在 10BeV 到 10^{11}BeV 的整个能区都是很好的近似(图 13)。

(iv) 除质子外，宇宙射线中还包含 α 粒子以及直到原子序数为 26 (铁)的较重的核。此外，近年还发现有一些原子序数高达 93 以上(超铀元素)的更重粒子的迹象。

这些特性有以下的意义：

(i) 几乎可以肯定，宇宙射线流充满了银河系，这相当于在星际空间存在着大约 1 电子伏 · 厘米$^{-3}$(10^{-12} 尔格 · 厘米$^{-3}$) 的能量密度。这个数值可与恒星光的能量密度、即星际气体的湍动能密度相比，以后我们将看到，它也是星际磁场的能量密度。我们说宇宙射线在动力学上是重要的，其依据就在于此。它们组成相对论性的气体，其能量与压力是不能忽略的。各种能量密度近乎相等也许不是偶然的，但迄今对它们尚未得到满意的解释，尽管已有多次尝试。

(ii) 各向同性启示我们，宇宙射线从其射源发出时不是沿直线进行的。这导致如下的意见：星际气体中遍布磁场，这磁场使带电宇宙射线的路线发生偏转，改变了它们原来的运动方向。我们将看到，现在已知这个意见是正确的。

(iii) 能谱首先能提供有关加速宇宙射线的机理的一些情况但对这一机理迄今尚未完全了解。这一机理发生的位置也不知道，虽然，现在似乎可以说，它主要是在超新星爆发时发生的，并且也许同脉冲星有关。我们从实验室、从行星际空间中所发生的过程以及从太阳的耀斑知道，由电离气体(等离子体)和磁场所带来的不稳定性，可使个别质子加速到高能。这些过程在超新星爆发时会以更激烈的方式发生，虽然我们甚至还不知道磁场在这种情况下是否也起重要作用。然而，如果脉冲星与此有关，加速机理就可能完全不同于太阳耀斑中发生的情况了。

（iv） 宇宙射线的化学组成也告诉了我们一些有关加速过程的情况，但这些知识还不是很有用的。有用的是这样一个推论：宇宙射线在由其射源到达我们之前，曾经经过了已知数量的物质区域。这是从宇宙射线中锂、铍和硼的丰度推知的。这些元素相对于氢的丰度，比我们从任何天体中所测得的要大数百万倍，有人认为这些轻元素之所以出现在宇宙射线中，是因为有些重的宇宙射线粒子与星际气体（或射源中的气体）发生碰撞，而分裂成为较轻的粒子。由此可以推知，宇宙射线平均说来大约通过了3克·厘米$^{-2}$的氢（即其路径长度乘以周围氢的密度等于3克·厘米$^{-2}$）。在银河系圆盘中，星际氢的平均密度大约是10^{-24}克·厘米$^{-3}$，所以相应的路径不可能超过3×10^{24}厘米（也许还要小，因为射源可以有显著的贡献）。因为宇宙射线实际上是以光速（3×10^{10}厘米·秒$^{-1}$）运动，所以它们在银盘中所花费的时间不可能超过10^{14}秒或3百万年。尽管有银河磁场的束缚，经过约三百万年的时间，宇宙线也是有可能穿出银盘的。

宇宙射线中是否还包括其它类型的高能粒子和辐射，诸如电子、X射线、γ射线和中微子等，这是一个需要明确的问题。现在我们就依次来讨论它们。

相对论性电子

1961年，欧耳（Earl）首先在大气上层的上升气球中探测到了这些电子，它们的流量只有宇宙射线质子流量的百分之几。电子的静止能量比质子的小很多，其值等于五十万电子伏（$\frac{1}{2}$MeV），而不是1BeV，所以与质子相比，电子在较低能量下就成为相对论性的了。宇宙射线电子的微分能谱（即单位能量间隔内的粒子流）示于图14中。它们的重要性是在于下述的事实：当它们是相对论

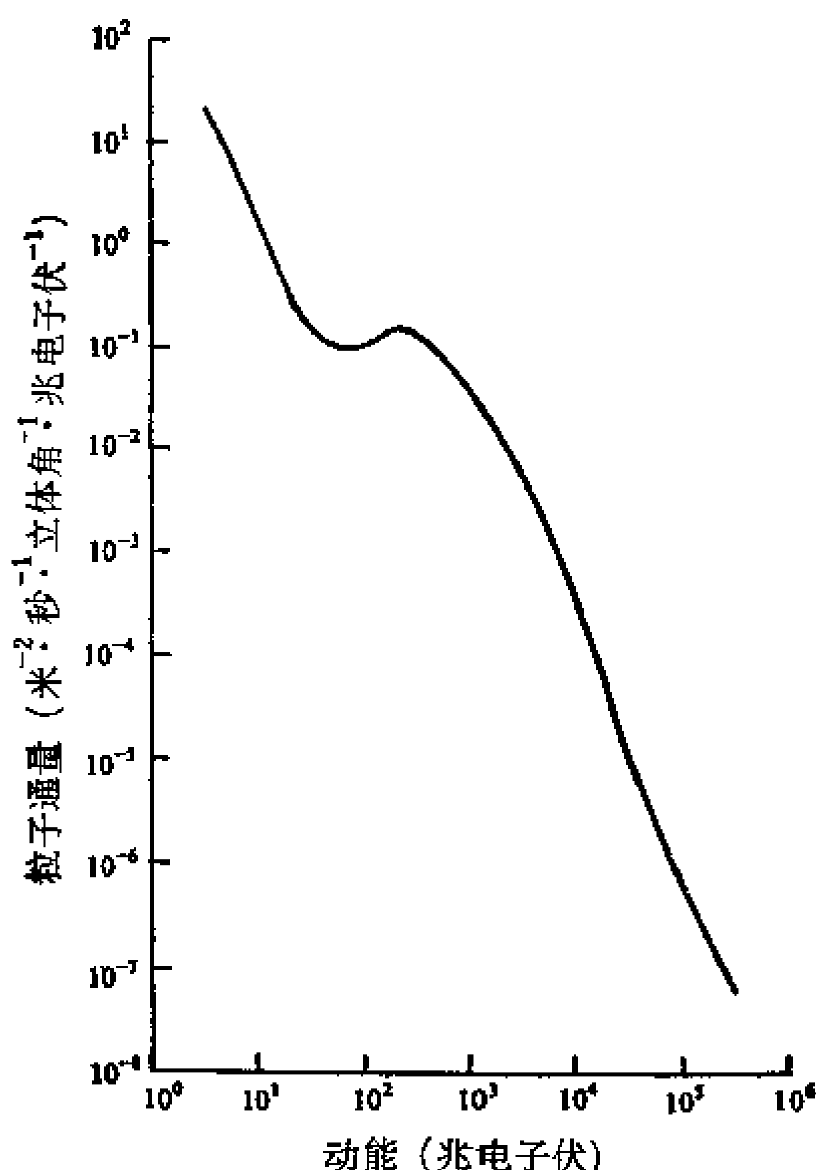


图 14. 宇宙射线电子的能谱。

性的，并在磁场中运动时，它们能发射出可观的电磁波，而这是可以用射电望远镜探测到的。这种辐射称为同步加速辐射，因为在同步加速型的加速器中电子也是在磁场中运动并辐射电磁波的，虽然这样说的理由并不十分充分。辐射谱的峰值频率 ν_m 由下式决定：

$$\nu_m \sim \frac{1}{10}\left(\frac{E}{m_0c^2}\right)^2\frac{eB}{m_0c},$$

式中 E 是相对论性电子的能量，B 是磁场强度。电子所发射的同步加速辐射的全部频谱示于图 15 中。

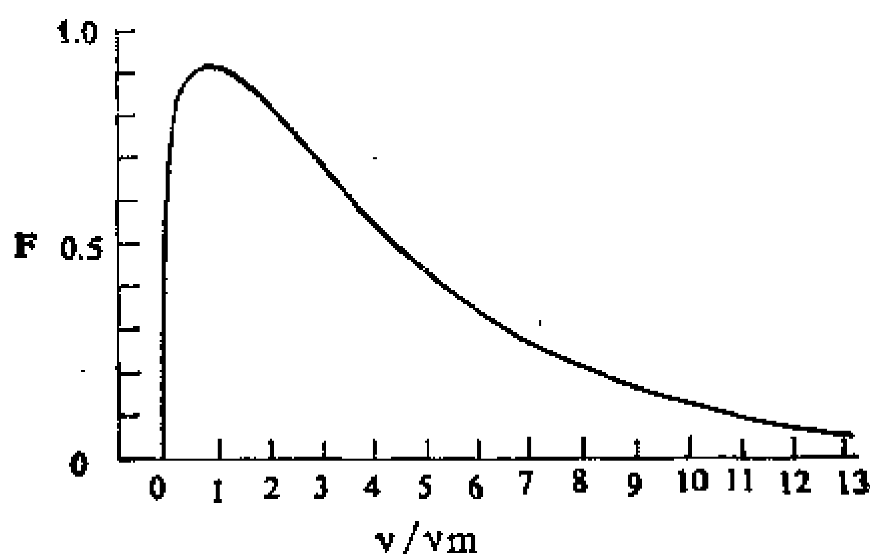


图 15. 单个相对论性电子在磁场 B 中作横向运动时所发出的同步加速辐射的频谱。

在实际的同步加速器中，E/m_0c^2 可以达到 1000 左右，这时磁场约为 10^3 高斯，辐射功率在 $\sim 10^{15}$ 赫频率处有一最大值，这是光学频率。与此不同，如果能量为 1BeV 的宇宙射线电子是在 10^{-5} 高斯的磁场中运动，则其峰值频率约为 50 兆赫，这是射频。现在已知银河系发射射频噪声，如果假定发射是由 5×10^{-6} 高斯的磁场中的同步加速过程所引起的，其频谱(图 16)和强度就会与观测到的电子能谱和流量一致。而且，正如对同步加速机理所应指望的，这背景辐射是部分线偏振的。此外，星际磁场的存在现在已可用其它方法确定无疑地加以证实。因此，银河系射频辐射的同步加速假设几乎肯定是正确的。如果把这个论点反过来说，我们就可以认为射电辐射提供了一种证据，说明宇宙射线电子充满整个银河系，并具有和地球上观测到的相同的流量。这就支持了质子也充满银河系并具有和地球上观测到的同样流量的假定。我们不能直接检验这一假定，因为质子的质量较重，所以它的同步加速辐射太弱而不能观测到。

质子和电子之间的完全类似使我们想到，宇宙射线实际上也许是遍布在比银河盘还大的区域中。理由是，有些证据表明射电辐

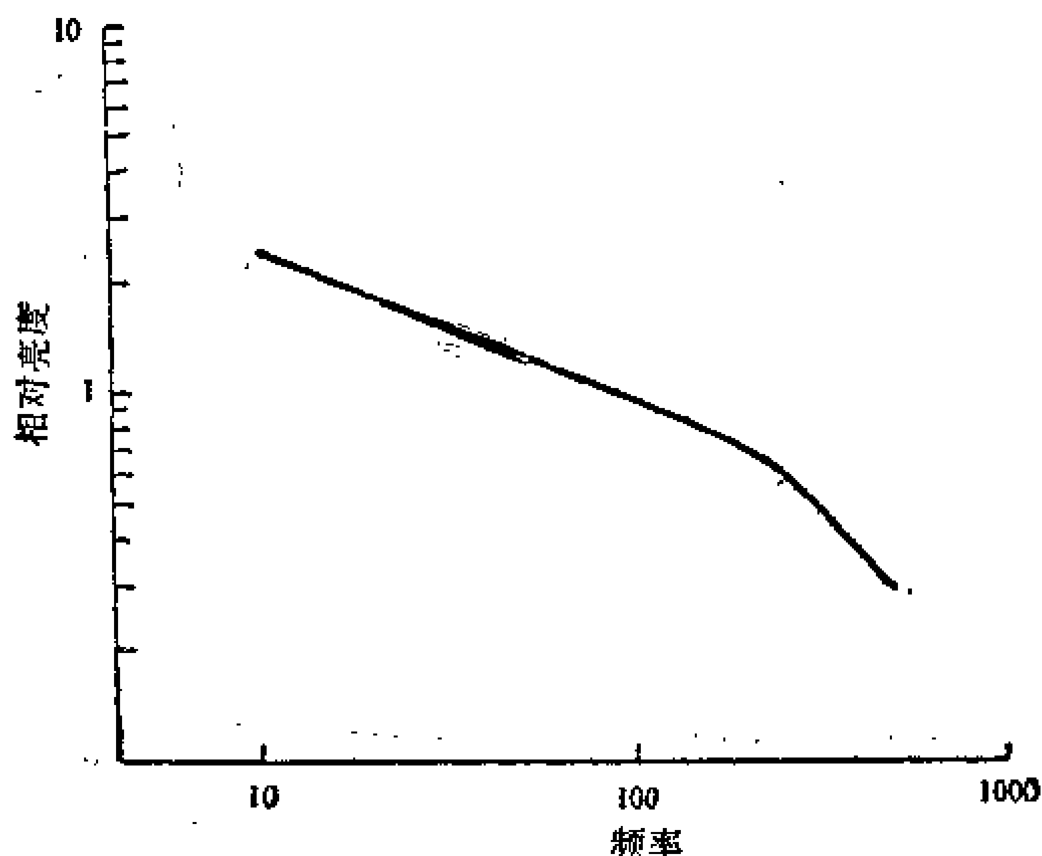


图 16. 银河系的射电谱。

射不仅是来自银河盘，而且也来自银河周围一个近似球状的晕，其大小约为 3 万秒差距。这个晕被认为是由灼热的电离氢所组成的，其密度约为 10^{-27} 克·厘米$^{-3}$，温度约为 10^{6}°K，虽然这样的氢迄今尚未直接探测到。如果银河磁场与晕中的磁场联结起来，银河盘里的宇宙射线就可能被引入晕中，在那里，它们会继续发射同步加速辐射。大概宇宙射线质子和较重的核就会循着同一路径进入晕中。在撰写本书时，晕的射电现象尚未很好地得到证实，但在物理上晕是完全可能存在的，这是一个由电离气体、磁场和宇宙射线所组成的区域。如果场强和电子流量比银河盘中的弱，要探测到从晕中发出的射电辐射就会相当困难了。这是很自然的，我们极需要直接的证据，来证明有一个重要的晕存在。

电子同步加速辐射的另一个可能的来源是蟹状星云，因为它是一个线偏振的射电源。这个射电源的源强，使得蟹状星云中的

电子流密度一定比整个银河系的大得多。这是符合如下的一般观念的：宇宙射线是在超新星里被加速的。这个观念在定量上可以说得通，特别是金兹堡（Ginzburg）和西罗瓦茨基（Syrovatsky）的工作证明了这一点。蟹状星云的同步加速假说，曾根据什克洛夫斯基（Shklovsky）的意见得到令人满意的证实，他提出蟹状星云的光发射原来也可能是同步加速的，当然这种电子的能量比引起射电噪声的电子能量要高得多。这个假说要求光发射也是线偏振的，当时奥特和瓦拉文（Walraven）以及拜德（Baade）所发现的情况正是那样（图片6）。

我们对蟹状星云的了解，近年来已由于这样一个发现而被大大加深了：蟹状星云中的脉冲星大约以每年 1.35×10^{-5} 秒的速度在逐渐变慢。如果脉冲星是质量约为一个太阳质量、半径等于10千米并以33毫秒的周期在转动的中子星，则此变慢的速度就会意味着中子星大约是以每秒 10^{38} 尔格的速度在失去其转动能。这个结果很重要，因为长期以来就已知道蟹状星云在现时需要有这样量级的输入功率才能说明它的观测到的同步加速辐射。特别是，极高能量的电子可以产生光频的同步加速辐射，它们的能量发射得很快，以致其有效寿命远比蟹状星云的年龄短。这些电子不可能是在1054年的一次超新星爆发时被加速的。所以假定脉冲星是蟹状星云的发电厂，这是一个很吸引人的假说。我们可以推广这个假说，认为银河系中大部分的宇宙射线都是在与其它超新星遗骸有联系的脉冲星中被加速的。然而，也有可能，大部分宇宙射线，是在超新星正在爆发的期间被加速的。

X射线和γ射线

X射线和γ射线是不大容易区分的，但为方便起见，我们可以取100keV（千电子伏特）的能量作为分界线。天体X射线（不是

太阳 X 射线)首先是由加孔尼(Giacconi)、格斯基(Gursky)、帕林尼 (Paolini) 和罗瑟(Rossi)在 1962 年探测到的。现在已经确证大约有 50 个分立的X 射线源,其中多数相当靠近银河系平面。其中有两个已经被证认出似乎是晚期新星,此外,蟹状星云也是一个 X 射线源。其余的可能也是处在我们的银河系之中,例外情况是射电星系室女座 A(参看第四章),类星体 3c273(第五章)和几个塞佛特星系(第四章)。迭加在这些分立射电源上的,是一个总的背景,它也许是由河外星系引起的。其能谱表示在图 17 中。现在还不知道这个背景是怎样产生的,但宇宙学上已经有了一些有趣的推测,我们将在第十和第十五章中讨论它们。

寻找天体 γ 射线的尝试更少成功。只是在最近(迟至 1968 年)才作了一次确实的测量。看来有一100MeV 的 γ 射线强流来自我们银河系的中心和它的银盘。这个 γ 流的起源现在还不清楚。

中微子

我们曾在第一章中看到,人们曾试图探测太阳发出的中微子。宇宙射线中微子可能也是确实存在的,曾经对此作过许多推测,可是至今尚未观测到。它们与物质的弱相互作用使它们很难被发现。

引力波

近年来才弄清楚,银河系也许还包含有另一种形式的弱相互作用辐射,即引力波。根据爱因斯坦的广义相对论,当粒子被加速或者物体在变形时,它就发射引力波。这些波在空的空间是以光速行进,从它们可以知道源头的引力场发生了什么变化。广义相对论的这个预言迄今没有得到实验的明确证实,虽然人们期望任何关于引力的相对论性理论都会导致同样的预言。实验所面临的困

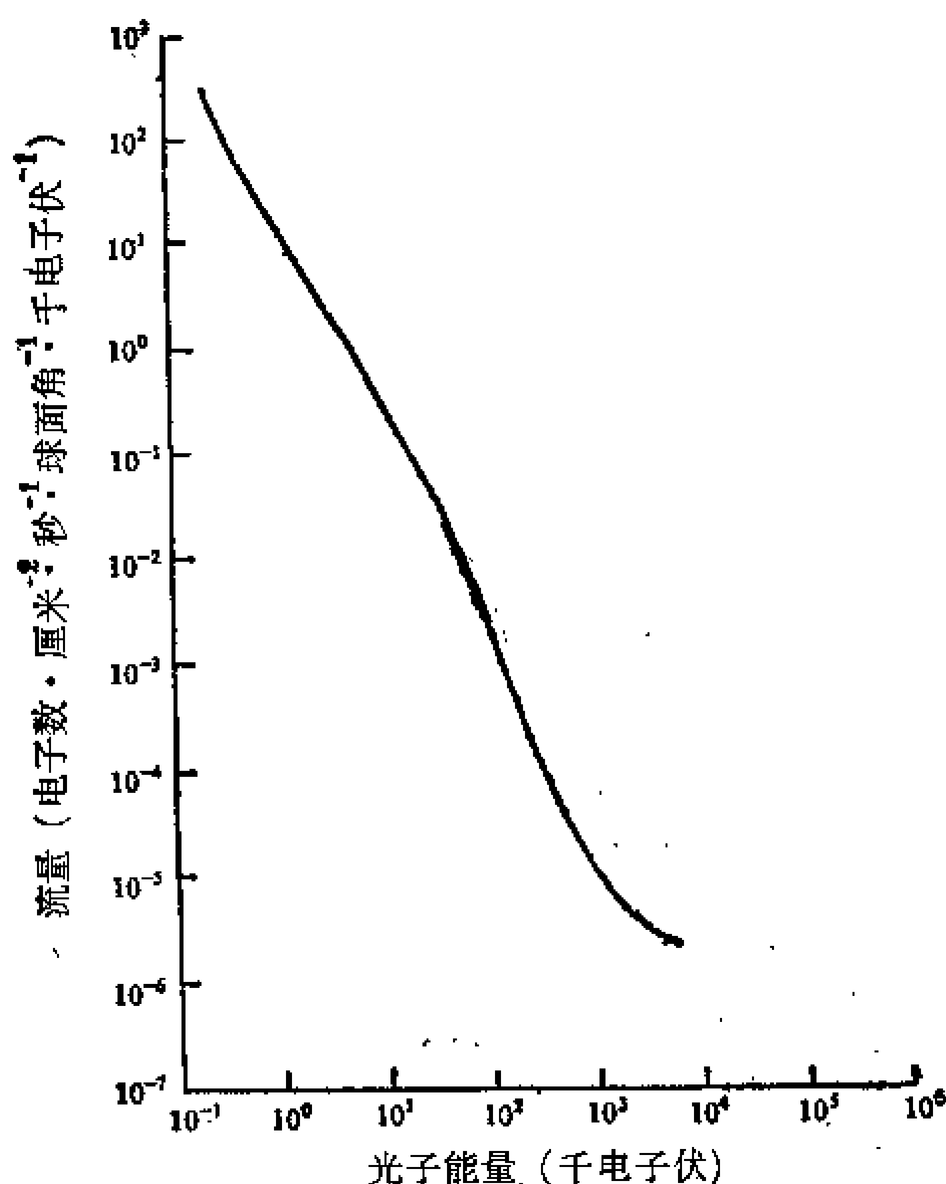


图 17. 各向同性 X 射线背景的能谱。

难在于引力相互作用的微弱性。这种微弱性的一个例子，就是电子和质子之间的引力，它大约只有它们之间电力的 10^{-40}。这就需要一个像地球那样重的物体，才能产生容易测量的引力。由此推知，在实验室中只能产生极弱的引力波，即使用最现代化的技术，也是无法检测到它们的。

这就产生了一个问题：自然界产生的引力辐射是否强到足以被检测到。直到最近，前景似乎都没有希望。可是现在已经了解，宇宙中有多种天体能够激烈爆发，这导致大量能量的释放。我们在本书中将遇到这种激烈爆发的几个例子，但我们直接关心的是，

这些爆发也可能导致足以检测得出的引力辐射流的释放。

由于受到这种挑战的鼓舞，马里兰大学的韦伯(Weber)教授多年来致力于高灵敏度引力波检测器的设计。典型的一种检测器是一根约有一米长的金属棒，用线悬挂在高真空中。当引力波射到棒上时，它就振荡起来，这振荡可以通过附着在其表面上的压电晶体检测到。必须很仔细地使这棒避免其它非引力的干扰。从下面的事实可想而知韦伯装置的精巧性：他能测出只有10^{-14}厘米振幅的棒的振荡。因为单是热噪声就可以引起这样大的振幅的振荡，所以由引力波发来的信号必须引起更大的振幅，才能分辨得出。这表示这种检测器的灵敏度受到严重的限制。韦伯克服这种限制的方法是安装几部同样的检测器，去观察它们的反应是否有符合的响应。

在1969年年中，韦伯首次报告他获得了充分的符合，足以排除它是热噪声的影响。而且，他发现两个相距1千公里的检测器之间的符合次数，与同一实验室里两个探测器之间的符合次数同样多（以半秒作为分辨时间）。符合率大约是每周一次，他觉得可以肯定，这许多符合不可能是由引力波之外的任何其它作用引起的。

引力辐射隐含的流量是很大的。此外，韦伯最近的观测表明，当银河中心处于他的检测棒的垂直方向时，这一流量最大。这就提示我们，在银河中心正在发生的大变动，是引起他记录的事件的原因，但是，每周大约一次的符合率（在他以后的实验中是每天一次）似乎太高了。确实，银河由于引力辐射而散失的质量，在其整个质量平衡和动力学中会成为重要的一项，除非这些事件只是在较近期才有。引力辐射的发现对物理学具有很基本的重要性，韦伯所报告的流量太大，以致需要另外用实验来证实他的测量。目前正在进行几个这样的实验，不久就要得到结果。

星际磁场

我们已经几次提到星际磁场，他们对现代天体物理学有着很大影响，而且在本书的以后部分将起着重要作用，因此应该将其单独列为一个题目。让我们暂且撇开这磁场的起源问题，而考虑为什么要认为有一磁场遍布于星际气体。其理由可列举如下：

(a) 它能解释宇宙射线的各向同性。

(b) 经过多次尝试，最近已探测到磁场对原子氢的 21 厘米谱线的影响（塞曼效应）。

(c) 有些恒星发出的光是线偏振的。这可以通过被拉长的磁化尘埃粒子所引起的散射得到最好的说明，这些粒子由于星际磁场的作用而被排列成行。

(d) 来自银河系的射电辐射可能是由同步加速辐射引起的，而这需要有一个星际磁场。

(e) 河外射电源（第四和第五章）通常是线偏振的，而且发现偏振面随观测到的波长而变化。这一变化的方式有力地启示我们，偏振面由于磁场作用而产生了法拉第转动。这一机理要求，延视线方向要有自由电子处在磁场中。现已发现法拉第转动的大小与银纬度有着密切关系，即与落在我们银河系圆盘中的视线的长度有着密切关系（图 18）。这一关联意味着银河系中必须有一磁场，这是存在这种磁场最有力的证据。目前正在着手进行用图形标出这一磁场详细结构的工作。这项工作由于最近发现了脉冲星的法拉第转动效应而可以得到大大简化。

星际磁场的强度可根据(b)、(c)、(d)和(e)估计出来，已定出其值约为 5×10^{-6} 高斯。按地球上的标准，这是很低的数值，但对宇宙范围来说，这可能有决定意义。磁场的能量密度约为 1 电子伏·厘米$^{-3}$，我们在讨论宇宙射线的能量密度时引用过这个数值。一个能量为E 电子伏的宇宙射线粒子绕磁场作螺旋运动时，其(拉

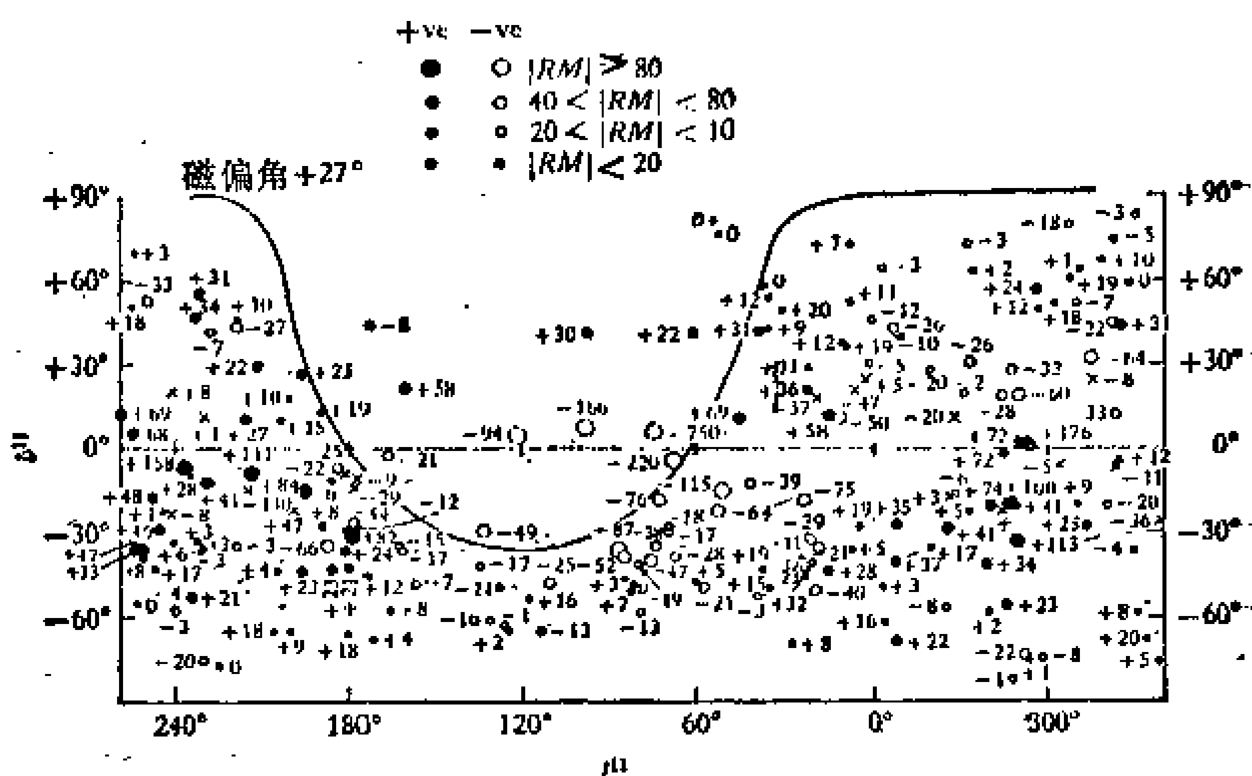


图 18． 银径 lII 与银纬 bII 处河外射电源的拉第转动度量(RM)的分布。磁偏角＋27°以北的射源不能从 Parkes 探测到，它们的转动度量要用其它的巡天得到。(依照 Gardner 等，Austr.F.Phys.22，813(1969)。)

莫尔)半径为 E/300B 厘米，其中磁场 B 以高斯为单位。因此，银河系磁场对宇宙射线的运动有着重要影响，只要它们的拉莫尔半径充分地小于银河系大小。当 E 大约超过 10^{17} 电子伏时，这种情况就不对了，这样高能量的宇宙射线，也许在河外有其发源地，甚至起源于整个宇宙，而具有和地球上观测到的相同的流量。

银河磁场的起源问题还没有解决。有一件事是知道的，这就是对于产生磁场的电流来说在星际气体中的电阻很小，因此该电流需要很长时间才衰竭。解释这种情况的一种较好方法，是认为星际介质的自感很大。这意味着磁场一旦形成后，它要经过很长的时间才衰竭，事实上它比银河的年龄还长。然而照这样看来，在银河的一生中就难以形成这个磁场了。有人提出，微弱的种子场可能被星际气体的湍流运动放大了，但这一放大过程的理论很难成立，还只是一种设想。此外，(c)、(d)和(e)表明，在银河系中磁场

方向是大尺度有序的，这很难与一个湍流源相一致。

另一不同的设想，从宇宙学观点看来是很有意义的，那就是，磁场在银河系形成之前就已存在。当然，这只是把问题转移了，但宇宙在早期阶段的情况也许和我们今天所看到的大不相同，以致促成了磁场的形成。我们就以这个值得推敲的意见来结束本章，同时保留这样的想法：在现时，现在已经熟知的和研究得很仔细的我们银河系的天体物理特性，也许有一种完全的宇宙学的解释。

三、河外星系与宇宙膨胀

引言

我们现在必须面对这样一个根本问题：银河是否就是整个宇宙？有些理论上的理由，即与所谓马赫原理（第八章）有关的，使我们相信在银河系之外一定存在着大量物质，但最早关于实际存在着这些物质的设想，似乎是由康德在经验论的基础上提出来的，我们曾提到他对银河系扁平形状的解释。康德提出，因为像云一样的混沌状态而被当时的天文学家称为星云的物质，实际上乃是处在银河系之外的星系，它们具有颇为类似的结构。自康德的时代起，人们已发现这些星云有几种类型，特别是，天文学家把那些可以用强力望远镜分辨得出的恒星和只是发光的气体区分了开来。在可分辨的星云中，有些是恒星组成的球状星团，而有些则具有扁平状和螺旋形的形状。

螺旋状星云是在银河系之内还是在它之外，曾经引起过很大的争论。从现在引起的关于所谓类星体位于何处的类似争论看来（第五章），回顾一下过去争论中发表的一些意见是有趣的。1905年，天文历史学家克勒基(A. Clerke)曾写道："星云是否是河外星系的问题，现在几乎已无庸争论了。研究工作的进展已经解答了这个问题。不妨说，现在任何一个有资格的思想家，在这整个确凿的证据面前，都不能坚持认为某个星云是与银河系同等类型的星系了。"

这种观点所依据的主要事实是，星云的分布与银河系的结构有着密切关系——所有的星云都处在距离银河圆盘相当远的方向

上。然而，我们现在知道，星云分布的这个特点只是表观的。它是由圆盘中的尘埃所引起的，这是英国天文学家爱丁顿(Eddington)爵士早已提出的一种解释，在此之前16年业已确定这种尘埃是存在的：

“在还没有分光镜使我们能辨别出各种不同星云的时代，所有的类别都被看成是分不开的恒星团，当时有一种意见曾立刻得到广泛的支持，即认为这些星云是一些‘宇宙岛’，中间被广大的虚空空间与我们自己的恒星系所隔开。现在已经知道，象猎户座那种不规则的气状星云，与恒星有着直接关系，并且是属于我们自己的系统的，但就旋涡状星云而言，这个假说最近已重新流行起来了……

必须承认，关于这些天体是在恒星系统之内还是之外的问题，现在还完全缺乏直接的证据来说明。它们的分布与所有其它星体的很不相同，可以认为这表明它们是与其它星体不一样的。的确，旋涡状星云是不接近银河的，仅仅这个事实也许就表明它们是受它影响的。另一种看法是，它们全都处在我们的系统之外，那些碰巧位于低银纬度的天体，被广阔范围的吸收物质遮蔽住了，正象形成银河系黑暗空间的那些天体一样。

然而，如果假设这些星云处在我们的恒星系统之外，事实上是和我们自己同等的，那么，我们至少有了一个可以贯彻到底的假说，它也许有助于我们了解所面临的问题。因为这个原因，‘宇宙岛’的理论就很值得作为一个有用的假说提出来；其结论有助于我们判别它是否可能正确。”

从1917年到1921年间，这个争论一直在夏普赖和克蒂斯(H. D. Curtis)两人之间继续看。夏普赖在1921年写道：

“我认为，和那些公认有决定意义的、关于银河大小的试验不同，有些证据是反对那种认为旋涡体是和我们自己相类似的恒星

系的看法的。事实上，今天似乎还没有理由要修改下面这样一种尝试性的假说：旋涡体完全不是由典型的恒星所组成，而是真正云雾状的物体。”

同年，克蒂斯写道：

“所以，我坚信银河的直径也许不超过30000光年；旋涡体不是河内天体，而是一些和我们自己的银河一样的岛宇宙，而且，作为河外星系的旋涡体，给我们指出了一个更大的宇宙，使我们可以深入到其中的十兆乃至一百兆光年的距离。”

哈勃时代(1924—1936)

这个争论在1924年由爱德文·庞·哈勃(E. P. Hubble)解决了。哈勃在威尔逊山通过100英寸的望远镜发现，在仙女座(照片4)的大旋涡星云里存在着造父变星，同时在其它旋涡体内也发现了造父变星。然后他利用周光关系定出了它们的距离。他用这种方法得到了仙女座星云的距离是800000光年，还得到了其它旋涡星云的距离。现已确定，这些星云是处在我们自己之外的恒星系统，以后我们将把它们称为星系。在随后的年代里，哈勃很仔细地研究了这些星系，并在1936年将这项工作总结在他所著的《星云王国》一书中。

哈勃的主要成就之一，是建立了测量星系距离的方法，它们距离我们太远，但它们的造父变星可以观测到。他分几步来进行，首先是利用造父变星测量距离。这第一步只适用于最邻近的星系，这些星系群集在一起，成为所谓“局域星群”，我们的银河系也从属在内。

哈勃的第二步是利用超巨星，它们本身比造父变星更明亮。对于许多看不见其造父变星的遥远星系，这些星都能观测到。哈勃假定在所有星系中最亮的那些超巨星大致有相同的绝对光度；因

此从它们的视光度就可知道它们的距离。哈勃把这种方法应用到已经由造父变星知道了距离的局域星群上，以此来检验这种方法，然后再把它应用到更遥远的星系。他用这种方法把测量距离的范围从1兆光年扩大到10兆光年。

这就是哈勃利用恒星测量距离所做的工作。对他来说，剩下的最后一步只是转向星系本身的测量，并假定他们都有相同的绝对光度。他对室女座方向上一个巨大星系团的观测（他估计这个星团的距离大约有8兆光年远），表明他这个步骤是合理的。他对这个星团中星系的视光度的测量，表明它们的绝对光度彼此至多相差10倍。因此假定所有星系的绝对光度都取这个数值范围的中值，由此所导致的距离误差在不利情况下大约是一个值数为3的因子。幸而总的距离范围是这样大，以致这一不确定性完全不会掩盖不同距离处的星系性质的系统特点。我们现在知道，星系绝对光度的范围要宽得多，但至少在讨论星系团时，我们可以只限于星系团中最亮的星系，从而减少这种不确定性。

哈勃用这些方法探索的宇宙超出了500兆光年的巨大距离，这是一个大约包含100兆个星系的区域。与100英寸望远镜时代以前所知道的500000个相比，这是一个大得多的数字了。哈勃的书中谈到了其中一些星系的详细情况，但我们这里只能描述他的主要结果(预先申明一下，他的距离标度近年来已经大大改变了)。根据哈勃，星系间的平均距离大约是一兆光年。他还得出结论说，它们全都比银河系小得多，他测出的直径是100000光年。比较起来，绝大多数星系被认为只有大约10000光年的横距，这意味着它们被100倍于其本身大小的距离隔开。

然而，这并不意味着星系大体上是以一兆光年的间隔均匀分布着。相反，它们表现出是相当群集的，从双星系到本地星系群那样的具有十五到廿个成员的星系团，直到象室女座星系团那样的

包括几千个星系的团。目前还不知道这些星团是否是靠引力结合在一起的。在许多情况下，星系本身的质量并不足以结合成星团，但在星系之间可能有足够多的暗恒星或稀薄气体来提供这些必需的“下落不明的物质”。这个问题对于宇宙中物质的总的平均密度也是重要的，在讨论宇宙演化时(第八章)，这个量起着关键性的作用。根据最近估计，今天已知的星系对平均密度的贡献大约是在 10^{-31} 到 10^{-30} 克·厘米$^{-3}$之间。我们将看到，弄清楚由于在星系团中以及在星系团之间的空间中还存在着未被发现的物质而应给这个估计值增加多少的问题，是有决定意义的。这个关键性的问题现在仍未解决(第九和第十章)。

除了研究星系的空间分布之外，哈勃还根据它们的一般外形把它们分成了几种类型。主要的类型是旋涡星系，棒旋星系和椭圆星系，以及百分之几的不规则形状的星系(照片7)。如何理解这些不同形状的问题——是否与星系的年龄或某个其它特性有关，以及星系为什么按照观测到的比例分布为这几种类型——现在仍未解决。

1936 年以来，人们对个别星系作了许多仔细的研究，但总的说来，哈勃所提出的图象仍然成立。最主要的一点改进是关于他利用造父变星确定距离的方法。我们记得，这方法所依据的事实是造父变星的周期与其绝对光度之间存在着一定的关系，即所谓周光关系。而美国天文学家拜德在 1952 年发现，有两种类型的造父变星，它们具有不同的周光关系(图 19)。银河以内的距离不受这一发现的影响——它们由II型的造父变星所决定，所以事实上是正确的。不幸，在其它星系中观测到的造父变星是 I 型的，这意味着它们的绝对光度被低估了。因此，它们的距离也被低估了。

这是个实质性的变化。哈勃所导出的距离大约要乘以 5，这就大大增加了宇宙的尺度。它的一个推论是，银河系不再是一个

巨大的星系了，就其光度来说，其大小大致只是中等的，因为从角直径推得的星系直径也必须乘以5。这样，那种以前认为我们在宇宙中处于特殊地位的看法就丧失了最后的依据。正象哥白尼推倒了地球的宝座一样，夏普赖推倒了太阳，现在拜德又推倒了银河。因为局域星群是较小的星团，所以宇宙的地心图象现在是完全不可信的了。

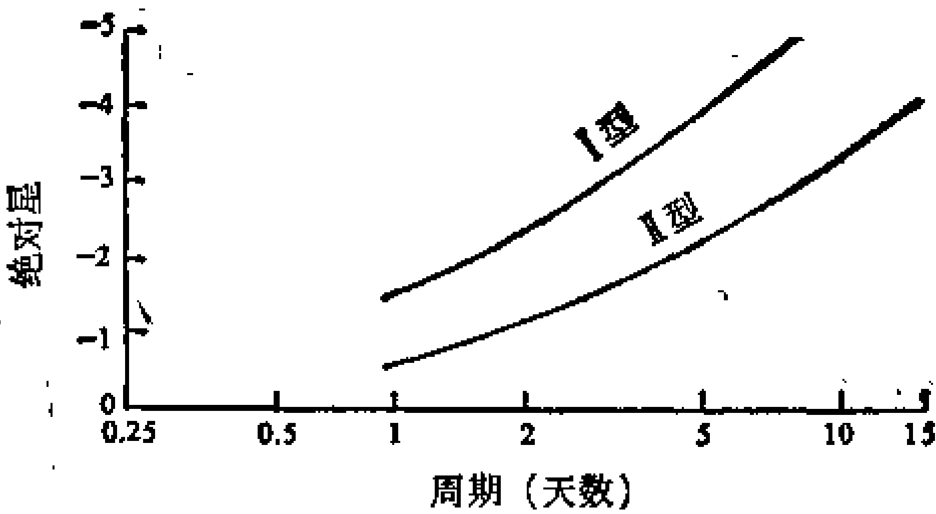


图19. 两种类型的造父变星的周光关系。原先的关系（图6）只是关于I型造父变星的。

宇宙膨胀

1912年洛威耳(Lowell)天文台的斯利菲尔(V. M. Slipher)第一次成功地由光谱线的多普勒效应观测到了星系的径向速度。他发现仙女座星系正在以大约每秒200千米的速度向地球接近。如果我们记得大多数恒星的运动速度都不超过每秒50千米左右，就可以看出这是个值得注意的结果了。斯利菲尔后来测量了其它星系的光谱，发现其中大多数都有红移现象，这意味着和仙女座不同，它们正在退离我们，而不是向我们接近。红移还暗示着速度很大。斯利菲尔在1914年测量了十三个星系的光谱，其中除三两个以外，全都以每秒300千米左右的速度退离我们。

这些速度是当时天文学中从未测量到的最大速度了。但更糟的还在后面。1917 年的记录达到每秒 600 千米，即使这个记录不久也被超过。读一下当时的评论是有趣的。爱丁顿在 1923 年写道：

"宇宙学中最令人困扰的问题之一，就是旋涡星云的巨大速度。它们的径向速度平均约为每秒 600 千米，它是一个大大过量的退离太阳系的速度。通常假定这是一些已知的极遥远的天体(虽然这种看法遭到某些作者的反对)，所以，从这里我们就可以看到万物的普遍性所带来的结果。"

爱丁顿然后列出了斯利菲尔迄至 1922 年二月所测得的旋涡星系的径向速度，并继续写道：

"这个真实（退离）速度的大大过量是十分惊人的；但不幸的是，缺乏对南方星云的观测，所以我们还无法作出最后的结论。即使是这些星云，也表现出退离速度的过量，宇宙学的困难并没有完全消除……我们看到，有两个星云（包括巨大的仙女座星云）正以较高的速度向我们接近，而这些速度刚好确定得特别精确。"

爱丁顿的话使我们回想起那时还没有肯定地确认旋涡星云是处在银河之外。哈勃的发现是在第二年，即 1924 年。1926—7 年发现银河是在转动中，这就进一步弄清楚了斯利菲尔的速度。太阳绕银河中心运动的速度大约是每秒 250 千米。银河中的其它天体也环绕它的中心运动着，所以它们相对于太阳的径向速度远小于每秒 250 千米（参看图 10）。但银河之外的天体并不参预它的转动，所以如果我们想要知道这些天体相对于整个银河的速度，对测量到的速度就必须进行太阳运动校正(图 20)。作了这一校正之后，使爱丁顿感到困扰的快速接近的星系就大大慢下来了。实际上，经过校正以后仙女座星系的接近速度大约只有每秒 100 千米。因此，斯利菲尔最先量到的速度，当时看起来大得惊人，实际上不

过是以后到来的意外事件的拙劣向导罢了。

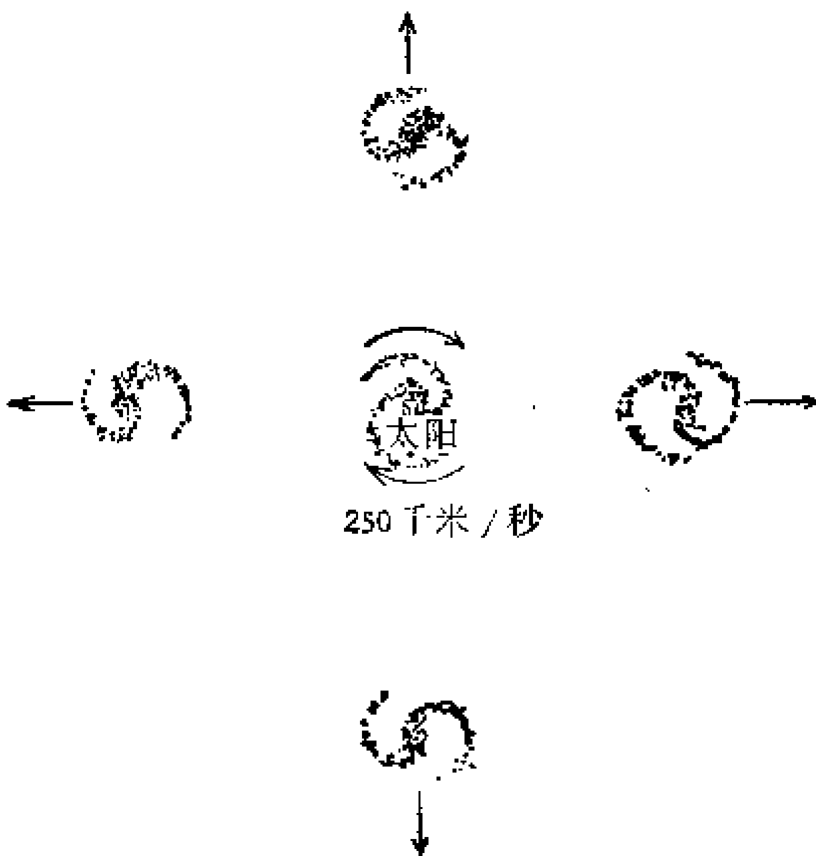


图 20. 银河转动对河外星系的径向观测速度的影响。

由于哈勃发现退离速度绝不是无规则的，这使斯利菲尔结果的重要意义，得到了进一步的澄清。哈勃利用他所测得的旋涡星系的距离，在1929年对远至6兆光年的星系确定了速度与其距离成正比（图21）的关系。初看起来，这似乎说明银河的特殊地位又被哈勃的发现恢复了。但人们很快就认识到，哈勃的结果并未暗示银河是唯一的斥力中心。

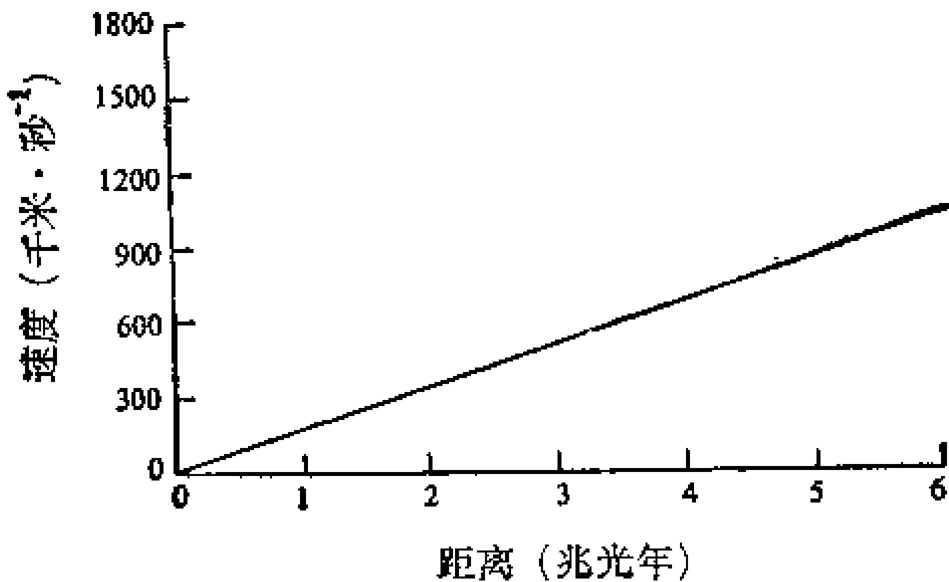


图 21. 哈勃首次发现的星系速距关系，退离速度恰好与星系的距离成正比。哈勃的距离大约要乘以5的因子。

相反，速度恰好与距离成正比的膨胀定律暗示着任何星系都可以看成是膨胀的中心，并且会观测到同样的退离规律(图 22)。

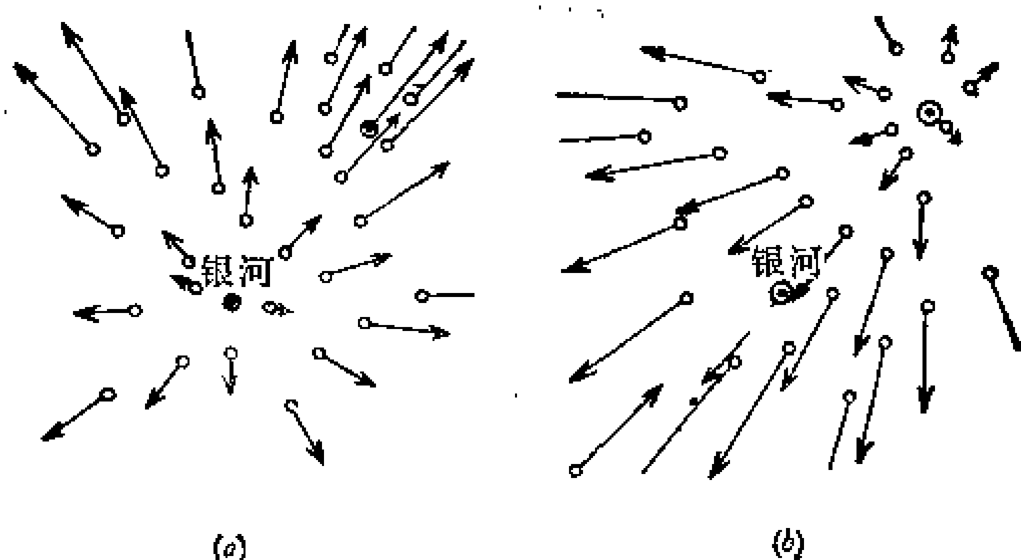


图 22. 根据哈勃定律，从不同星系看到的宇宙膨胀。(a) 星系的退离速度与它到银河的距离成正比。 (b) 从另一星系看到的宇宙膨胀。退离速度仍与距离成正比。因此，哈勃定律并不仅仅适用于银河。

哈勃认为他的退离定律中的比例常数大约是 500 千米·秒$^{-1}$·百万秒差距$^{-1}$。这个速度数量级可以导致更惊人的结果，它说明了为什么哈勃的结果曾轰动一时。让我们随着时间向后追溯一下星系的运动，并假定每个星系的速度不变。于是哈勃的结果意味着二十亿年前所有的星系都拥挤在一堆。这个结果之所以惊人，不仅在于它本身，而且也因为地球和太阳的年龄公认是大于二十亿年的。

当然，宇宙以不变的速率在膨胀的假设也许是错误的。拥挤在一起的情况也许发生在比二十亿年前更早的时候，如果没有膨胀的理论，这个问题是无法解决的。同时许多人觉得，这个后来称为哈勃常数的二十亿年时间，对整个宇宙是有着基本意义的。

这个反应似乎有些为时过早，但以后的工作倾向于支持它。到 1931 年，哈勃把它的定律的有效范围从 6 兆光年推广到 150 兆光年。最后，在胡马孙(M. L. Humason)阻力下重新测量了多普勒移动，一直达到 240 兆光年哈勃律都成立，那里的退离速度大约是

光速的七分之一。这就是哈勃在1936年发表他的《星云王国》一书时的情况。

从那以后，200英寸的望远镜在巴洛马山投入了工作，并且改进了望远镜的聚光技术。这就使我们能够确定微弱的、更遥远星系的红移。然而，哈勃结果中唯一重要的改变是在于认识到他的距离尺度有着很大误差。哈勃常数现在认为大约是100亿光年。这比地球和太阳的公认年龄要大，并且可与最老星团的年龄相比。这样，假定宇宙曾经一度是很密集的就不会有什么困难了。

另一个更新的进展是，已发现许多射电星系（第四章）对应的发光体往往是星系团中最明亮的星系，它们的红移也测量到了。这

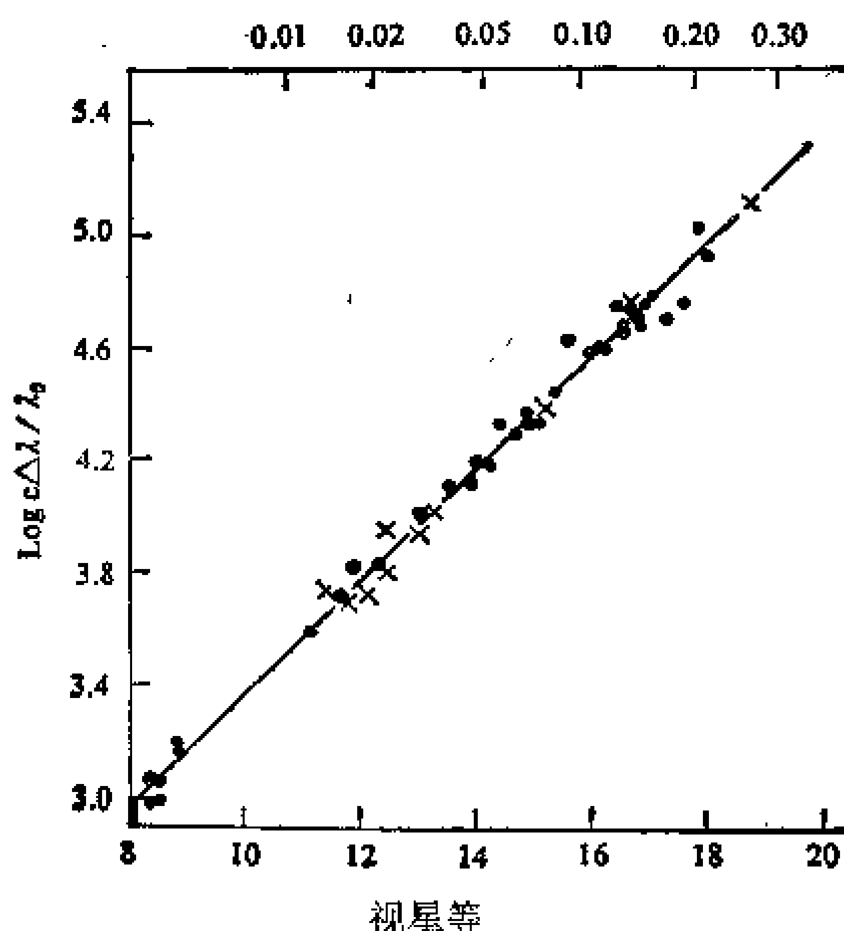


图23．42个星系团中最亮星系的红移和视星等之间的关系：X表示射电星系；•表示非射电星系。图中左下角的黑色矩形表示图21中哈勃原来的（1929年）线性关系。（引自A. R. Sandage, Observatory 88, 99(1968)）。

些星系是这样遥远，以致唯一能指示其距离的就是其视光度。阿伦·桑代吉(A. Sandage)曾断定这种估测距离的方法是可靠的，因为射电星系的红移和视光度之间有着明确确定的关系(图 23)。这意味着它们都具有大体相同的绝对光度。不幸的是，类星体(第五章)肯定不是这种情况，所以尽管它们的红移很大，也不能利用它们来验证远距离上的哈勃定律。

桑代吉曾希望在他所研究的最大红移处，发现有偏离简单的线性哈勃定律的情况。这一偏离会有很大的理论意义，有助于决定各种宇宙模型(第八章)中哪个是最好的。不幸，这是一项困难的工作，因为观测到的遥远星系已经是过去很久以前的了，因为它们的光线到达我们需要时间。在那样久以前，它们的绝对光度是不会和现在一样的。星系固有特性方面细微的系统演化，也会使得观测偏离简单的哈勃定律，因而容易掩盖我们所要寻找的宇宙学效应。而且，为了作出可靠的必要校正，我们对星系演化知道得还不很多。这个困难问题今后专期都可能解决不了。

四、射电星系

引言

在科学发展中时常会得到完全料想不到的发现。这样的发现往往导致新物理定律的提出。但在天文学中，通常的表现是，我们根据已知的定律作出的一些结论都遭到了失败。射电星系和下一章将要谈到的类星体的意外发现，可能就是这类失败的例证。这样，它们就引人注目地提醒了我们在理解大尺度上的物质行为时出现了巨大的裂缝。比如，试取一块10^{44}克的质量——典型星系的质量，并问它的行为如何。天文学家曾对这个问题研究了很长时间，可是他们当中没有一个人敢于提出，这质量中相当大的一部分有时也许会卷入一次激烈的爆发，把贮存在大约10^{39}克物质中的全部静止能量释放出来，变成相对论性的粒子和磁场的形式，从而成为一个具有前所未有的功率和大小的射电源而发光。

但这些是事实，我们对它们还不了解。我们之所以发现它们，得归功于近廿年来射电天文学家和光学天文家的共同努力，这是当代天文学的第一次大革命。现在在X射线天文学、红外线天文学和微波背景的研究（第十四章）等方面正在发生着其它革命，但是，过去光学天文家以为他已经根本发现了天空中存在的所有类型的天体，现在他的这个信念发生了动摇。而这一功绩应当归功于射电天文学家。这场革命还是新近的事，所以我们将按照历史的进程描述它。在此我们不能逐个恰当地提到所有有关的人的功绩（即使对同时代的科学来说，那也是一件极其困难的工作啊！），而只是要向读者说明，在我们的时代里一个大的科学分支是怎样

从微小的起源发展起来的。

射电源的发现

射电天文学这门科学是在二次大战之前从极小的规模开始的，当时卡尔·詹斯基(K. Jansky) 成功地发现了微弱的无线电波发射背景，今天我们知道它是来自银河系的。但是，当时所作的估测使得人们认为，我们的银河系要是一个射电源的话，它就太微弱了，不能被探测到，因此詹斯基的结果没有继续研究下去。幸而那时战争结束，物理学家已经从他们的特种活动中解脱出来，许多雷达装置也被解脱出来，有些物理学家就开始用它们去观察射电天空。早在 1944 年，瑞柏(G. Reber)就已在总的背景之外，在天鹅座（即现在称之为天鹅座A的源）发现了存在分立射电源的迹象。然而，这种分立射电源存在的最早的明显证据，是 1946 年由海耶(J. S. Hey)、帕苏(S. J. Parsons)和菲力普(J. W. Phillips) 在英国取得的。这标志着射电星系研究工作的开端，虽然当时这项工作还没有实际进行。天鹅座A的位置还是很不确定的，不能证认出它是一个光学天体。实际上我们将看到，虽然天鹅座A在射电天空中是第二个最亮的天体，可是直到 1954 年它才得到证认，那是这段历史中另一个重要年代。

天鹅座 A 的存在，由于雷耳(M. Ryle)和史密斯 (F. G. Smith)在卡文迪什实验室以及玻尔顿 (J. G. Bolton) 和斯坦赖 (G. J. Stanley) 在澳大利亚的工作，在 1948 年才得充分肯定。同年，玻尔顿发现了另外六个分立射电源，包括金牛座A与半人马座A。由于这些成就，射电天文学家就开始进行系统的观察，以致能将射电源的资料汇编成表。最早的两个星表发表于1950年，一个是由斯坦赖和斯利 (O. B. Slee) 编制的，包括 18 个射电源；另一个更充实的表是由雷耳、史密斯和艾斯摩尔(Elsmore)编

制的，包括50个射电源。后一星表称为1C，是第一个剑桥星表。射电源位置可能具有的误差，在赤径上是几个弧分，在赤纬上约为一度。

首次真正广泛的观察是1955年在剑桥进行的。得到的星表称为2C，包括1936个射电源。这个星表是根据具有不同的视射电光度（射电天文学家称之为流密度）的射电源相对数目的计数作出宇宙学结论的首次尝试的基础。这一尝试是1955年由雷耳和斯丘尔（Scheuer）进行的，连同其后的种种尝试，我们将在第六章加以讨论。

这样，最初的活跃时期就以这个广博的星表而告结束，在这段时期，一个射电源的发现要比它的一些详细性质更为重要。但是，要发现第1937个射电源似乎就显得不那么重要了，所以射电天文学家就把他们的注意力转向下面这样一些问题：确定已知射电源的更确定的位置，增进星表的精确性，因为人们曾怀疑其中有些可能是假的射电源。

作为进行这种校正工作的一个例子，让我们来考虑密耳斯（Mills）和斯利在1957年所作的观察。他们选择了一块天空面积，和2C普查表的面积相重叠。他们发现，在重叠区有许多2C射电源未能找到。同时他们却找到了许多在2C星表中所没有的射电源。现在已弄清楚，出现这些矛盾的原因是由于两种观察都具有容易引起混淆的限制因素。射电望远镜的分辨率和光学望远镜一样，大致是由 λ/a 决定的，其中 λ 是被测辐射的波长，a 是望远镜的孔径。这意味着天空中角差小于 λ/a 弧度的两个射电源不可能被分辨出是两个分立的射电源。因为射电波长比光波的波长长得多，所以要达到相同的分辨率，射电望远镜就要比光学望远镜大得多。只是到最近，才在雷耳的一英里的综合孔径系统和在长基线的干涉仪中达到了同样的分辨率。

2C普查表引起的麻烦是，在极限流密度附近，天空中的射电源非常之多，以致其中有许多因为靠得太近本来分不开的射源，结果作为假的射电源记录下来了。这个困难仅仅在高流密度下才不重要，这时星表的规模就大为减小。因此，剑桥的射电天文学家在2C星表所用波长的大约一半处进行了一次新的普查，从而使这个问题得以解决。这次普查的结果发表于1959年，称为3C星表，包括471个射电源。

进一步的工作表明，这次普查仍有严重的缺陷，所以1962年班尼特(A. S. Bennett)发表了一张修订的3C星表，其误差确实表现很小。这个星表在射电天文学史中有着基本的重要性。多年来它为推进射电天文和光学研究提供了北半球射电天体的主要目录，许多具有3C编号的著名天体已得到充分的证实。只是到新近，才开始被它后续的4C和5C表所接替。所以，值得指出的是，修订后的3C星表是一张在赤纬 $-5°$ 到 $+90°$ 之间的射电源的真正完整的目录，它们在178兆赫处比9个流量单位还要亮①。这种源的数目是328。

在这期间，澳大利亚科学工作者也很活跃。在1958到1961年间，密尔斯，斯利和海耳(E. R. Hill)发表了一张扩充的星表。最近，巨大的210英尺抛物面望远镜已在澳大利亚的帕凯斯(Parkes)投入工作，并且在玻尔顿的领导下进行了大量的巡天。这次是普查南半球，与剑桥对北半球的普查同样重要。

因此，近20年来，我们是从发现第一个射电源发展到了一张在读者看来也许是无止境的星表的表。的确，现在有着许多这样的星表，而另一些星表又正在准备之中。它们使得射电天文学家今天所处的地位，就象赫歇尔时代的光学天文家一样，当时恒星表成了研究银河系的基础。但我们即将看到，无论如何，射电星表对

① 1个流量单位是每赫每平方米 10^{-26} 瓦。

我们研究银河系以外的宇宙所作的贡献，要比它对我们银河系本身的贡献大。

射电源的光学证认

为了其它的重要原因，早期射电天文学家所处的地位，和早期的光学天文家一样。他们不知道他们的射电源究竟有多远。他们甚至不愿把太阳看作是典型的射电源（虽然它实际上是射电源），而宁愿把它当作典型的恒星。和恒星的情况一样，用早期的视差测量法只能定出射电源距离的偏低的下限。例如，雷耳和史密斯曾用这种方法证明了，天鹅座A和仙后座A远在2×10^{16}厘米之外，这就使它们处在太阳系之外了，但不一定是最近的恒星。继续取得进展的最有希望的是，要设法给每个射电源找到一个光学对应天体，因为光学天文家已经发展了许多测定距离的方法。当然，前进中不一定能保证获得成功。甚至到现在，统计研究〔如像源数-流密度关系（第六章）〕中所用到的大多数射电源都还未在光学上得到证认。

用巨大的光学望远镜拍摄下来的光学对应天体必须足够明亮，可是这对取得证认来说还是不够的。关键的量是射电源位置的不确定程度。早年，误差方框中包括了大量光学天体，证认起来是很困难的。那时的希望是，若光学天体看来像是某种反常的天体，则它或许就是产生射电源的某些干扰的表现。在误差方框内刚好找到一个反常天体的机会大概是很小的。

正因为这样的原因，最早的证认确实倾向于判定反常的天体，但是结果表明，射电源的光学对应天体决不是反常的，的确，射电源的位置的测量已有大的改进，结果发现多数光学天体并不是特别反常。射电源位置的这种改进一直继续到今天，这是一个重要的发展，因为一旦所有的发光最明亮的射电源得到证认后，就有必

要转向发光较暗淡的天体了。和明亮的天体相比，这些天体在天空中更是挤在一起的，因此需要更小的误差方框才能排除偶然的巧合。

首先提出光学证认的人，是1949年的玻尔顿，斯坦赖和斯利。他们揣测性地提出证认说，金牛座A与蟹状星云对应，室女座A与NGC 4486星系对应，半人马座A与NGC 5128星系对应。这些证认以后都得到了充分肯定。有关的这些天体都有着极大的重要性，它们的射电和光学形象见照片9①。蟹状星云曾在第一和第二章中讨论到，它是超新星的遗骸，并且是激烈爆发和强射电源之间存在着一定关系的最好证明。我们知道，它的射电偏振和光偏振是其中充满了磁场的最好证明，在磁场中，相对论性的电子因同步加速作用而发生能级跃迁，并产生射电辐射和光辐射。这种关系被认为是射电源的普遍特征，虽然偏振光的辐射强度也许太低以致检测不到。然而对室女座A还是能检测到的。从它的星核射出的喷注光是偏振光，这可在板图10中看出。此外值得指出的是，1967年阿普(Arp)发现了一种反方向喷注的稀薄流的证据。最后，半人马座A是重要的，因为，正如照片9(C)中的射电源概貌图所表明的，它是一个多重射电源，这提示我们爆发可能会再次发生。它碰巧也是人们发现射电辐射具有偏振性的第一个河外星系射电源。

紧接着这些证认之后的，是1950年雷耳、史密斯和艾斯摩尔的发现，这就是仙女座星云(照片11)和其它几个邻近的星系都是射电源。这些射电源本身的功率可以和银河系相比。如果对所有的射电波长取积分，则其数值约为10^{38}尔格·秒$^{-1}$，而光功率大约是10^{44}尔格·秒$^{-1}$，比较起来要小得多了。我们即将看到，这种情况和所谓射电星系的情况是很不相同的。

① 现在已经知道，所有这些天体都是X射线源。

关键的一年是1954年，当时拜德和明柯夫斯基（Minkowski）证认出天鹅座A与一个暗星系团中最亮的成员（照片12）相对应。直到那时，有些射电天文学家采取的观点，是认为大多数射电源都是处在我们的银河系之内（室女座A和半人马座A的证认在那时仍是揣测性的）。确实，现已公认银河的背景射电发射是由这些射电源的积分辐射引起的。关于这一背景是来自星际空间并经由同步加速机理作用的假说，只是在这些年才逐渐取得优势（除了在俄国，那里有些物理学家，如金兹伯，从一开始就接受了这个假说）。

借助更精确的射电源位置，拜德和明柯夫斯基确立了金牛座A、室女座A和半人马座A的证认，并且如上所述，还证认了天鹅座A。后一证认是根据史密斯所得到的精良位置，其精度在赤径上是一秒，在赤纬上是一角分。它在历史上有着重大意义，因为它是第一个得到证认的真正强力的射电源。完成这项工作的方法，在射电天文学中已成了经典方法。明柯夫斯基曾拍摄到天鹅座A的光谱，发现其红移 $\delta\lambda/\lambda$ 等于 0.057，这对应于 17000 千米·秒$^{-1}$的退离速度。假定红移遵从哈勃定律（第三章），明柯夫斯基据此得出了天鹅座A的距离是170百万秒差距。我们记得，天鹅座A是天空中第二个最强的射电源，可见它的距离很大，天鹅座A的绝对射电光度也必定很大，算出的数值大约是10^{45}尔格·秒$^{-1}$，比一个正常星系的射电功率大一千万倍，比其光功率大10倍。

以后我们再考虑这个异常结果的物理含义。这是，我们必须记住它对于证认程序有着不利的影响。人们认为，如果天空中第二个最亮的射电源已经远达170百万秒差距，那么，比它暗淡的射电源就会遥远到即使用200英寸的望远镜也难以在光学上发现它们了。这个看法以种种形式一直保持到1960年，在此以前，由于证认程序很少有进展，这种观点被认为显然已得到了证实。现在我

们知道这种看法是不正确的。只有最强的射电源才和天鹅座A一样。证认得少的原因，不过是射电源的位置还不够精确而已。

因此，直到1960年末，3C星表以及密尔斯、斯利和海耳星表中得到证认的大约不到百分之十，而且还都是揣测性的证认。正因为如此，这些证认表明在强射电源中没有旋涡星系。这些强射源全都是椭圆或SO星系，它们有着很大的绝对发光度。为了突出表明它们有着巨大的射电功率，它们被称为射电星系。与弱的射电源不同，象我们自己的银河系和仙女座那样的，称之为正常星系。已经发现，射电星系中约有百分之三十一是处于星系团中，并且是星系团中发光最强的成员。这个比例至今仍然如此。

除了发光最强的射电源之外，确切的证认通常需要把射电源的位置确定得至少准确到对每个坐标都小于15角秒。这样的准确度首先是由在加州理工学院工作的瑞德（Read）于1963年取得的。他测得110个射电源的位置，大部分是3C星表中的，平均准确度是13秒角。今天已经知道4C表和帕凯斯（Parkes）表中的射电源以及其它星表中射电源的精确方位，有几个证认程序正在进行中。

这项证认工作最大的成果，就是发现了一类新的射电源，这就是类星体。它们的存在首先在1963年得到了明确的证实。我们将在下一章再叙述这项伟大发现的经过。以后则是迅速增加射电源证认数的问题。特别是3C修订表中的射电源，今天已大部分得到证认。剩下一个不易解决的难题是具有良好方位的射电源所对应的空白区问题，在这些方向上，误差方框中在照相底片感光的范围内没有可见的发光天体。这些空白区中所包含的是射电星系还是类星体，至今尚未取得一致意见。

射电星系的物理性质

现在对射电星系的详细性质已经进行了许多观测。尽管有这些观测资料，我们对它们的结构知道得还是很少，对它们的起源甚至知道得更少。因此，要在这里对这些问题作出详细说明是不合适的。稍微说明一下有关的特征则是必要的。我们将依次考虑它们的角直径，或者更一般地说，它们的射电亮度分布，它们的射电频谱，偏振以及光谱。

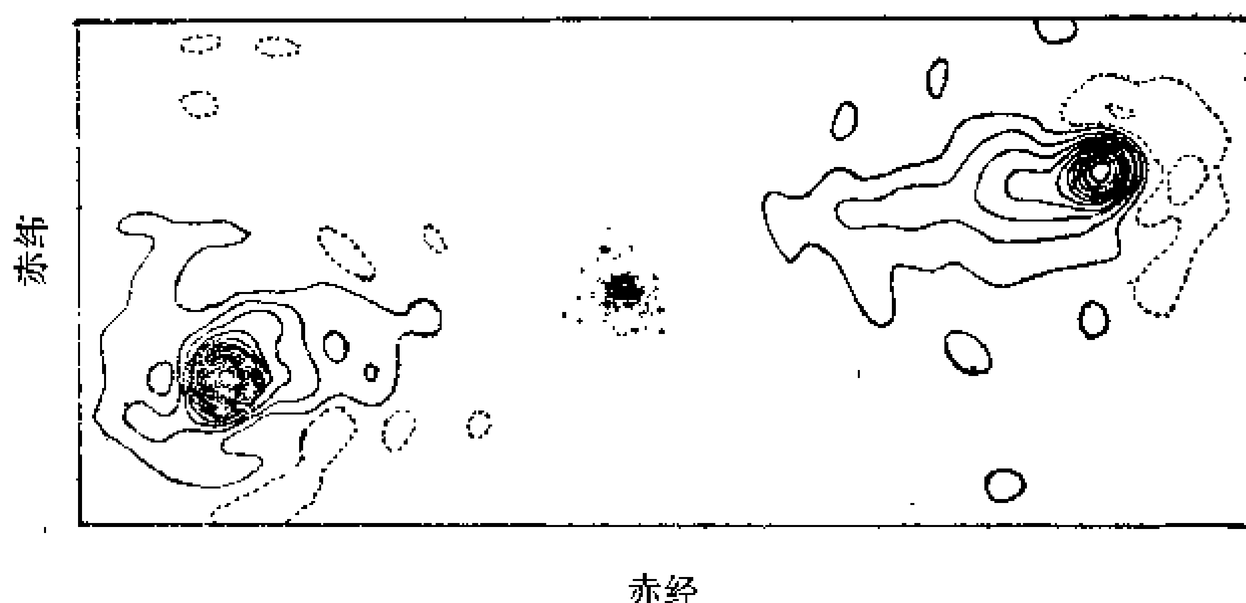


图24. 射电星系天鹅座 A 的概貌图（依照 S.Mitton 和 M.Ryle, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society146, 223(1969)），迭加在一张表明发光星系位于两个射电源之间的照片上。

有关亮度分布的主要事实是，大多数射电源都是双重的。这方面的第一个例子是天鹅座A，它是在 1956 年被分辨出有两个组成部分的，彼此相距 85 秒角对称地排列在相应的发光星系两旁图 24)。在某些射电星系中，这些组成部分是巨大的，其大小可和整个星系团相比。这种构型有力地启示我们，在发光星系里发生过一次激烈的爆发，向两个相反方向发射出电离气体流（等离子体）和相对论性粒子流。即使承认有爆发，系统在爆发以后的行为还是不清楚。有些情况下，象半人马座A〔照片 9 (C)〕的情况，它的多重结构表明可能不止发生过一次爆发。另一个值得注意的多重结构射电源是剑桥的射电天文学家发现的。它在1407 兆赫处的

结构示于图 25 中。

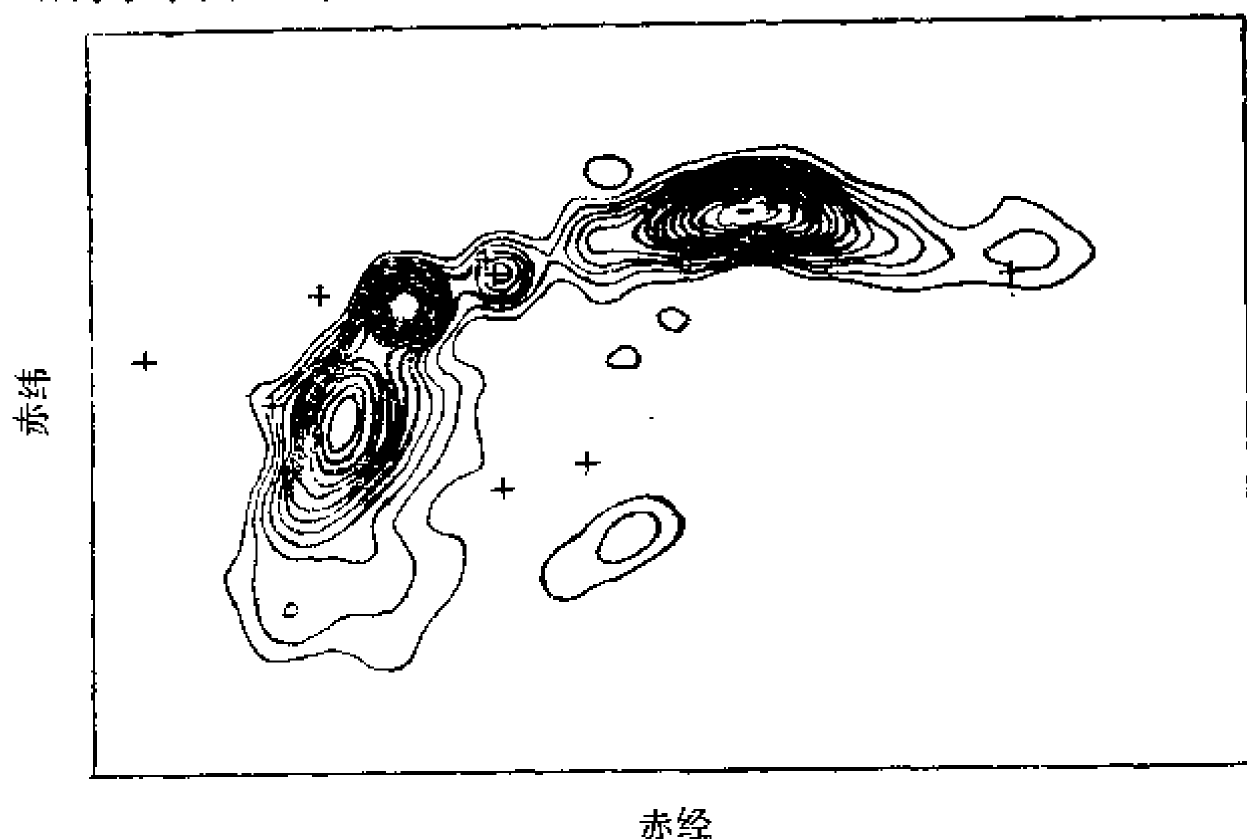


图 25. 一个值得注意的多重结构射电源：1407 兆赫处的 3C 465。+ 号表示发光星系。（依照 G.H.Macdonald, A.C.Neville 和 M.Ryle, Nature, 211, 1241 (1966)。

所有这些说明了存在着大规模爆发的证据，使人们想起超新星爆发，在发现射电星系之前，人们把它看成是宇宙中最强的爆发。现在又已知道或猜测有中等规模的爆发。一个好的例子就是所谓塞佛特星系，它首先是由塞佛特(C. K. Seyfert)在 1943 年讨论到的，1963 年，G. R. 布尔毕基、E. M. 布尔毕基和桑代吉又注意到这个问题。这些星系的核似乎在过去某个时候发生过激烈的爆发①。这一点的证明是，其光谱中具有在星系谱中不常见的发射特征，表现有极高程度的电离。此外，氢谱线具有很大的宽度，如果用多普勒运动来解释，其相应的速度高达 4000 千米·秒$^{-1}$。

现在已知的仍在进行着的最惊人爆发的例子，就是射电源 3C231，它已被证认出是与邻近的特异发光星系 M82 相对应。1963

① 现已知道有些塞佛特星系是 X 射线源。

年桑代吉用氢谱线 Hα 的光拍摄的一张照片，显示出这一爆发的景象(照片 13)。可以清楚地看出，从它的中心区沿短轴方向有着大量纤维状的氢。这些纤维是高度偏振的①。对其强度和速度的分析表明，大约在一百万年以前，从它的核心抛出了超过五百万个太阳质量的氢。运动气体的动能高达 10^{55} 尔格。这次爆发的发光形象给人的印象是非常深刻的，但我们即将看到，在最强的射电星系中，涉及到的爆发能量还要大得多。

至于射电谱，我们只需要说，它们是典型地和我们自己银河系相似的那种谱，所以符合公认的假设，即射电辐射是由同步加速机理引起的。由于在许多情况下这一射电辐射是偏振的，所以这假设又得到了进一步的证实。

最后，我们来考虑那些已得到证认的射电源的光谱。这些光谱给我们提供了关于红移的决定性知识，并通过哈勃定律可以知道它们的距离。从这些距离和流密度，就可以得到这些射电源的绝对射电光度，而从它们的角直径，则可以得到其线直径。这对于研究它们的结构和能量，当然全都是必不可少的知识。与视光度联系起来，还可以利用红移来比较射电星系和普通星系的哈勃关系。比较的结果已在第三章中讨论过了。这里我们只是指出，对射电星系来说，迄今所得到的最大红移是 3C295 的 0.461。这比哈勃所发现的红移大得多了，但我们将在下一章看到，大多数已知的类星体都有比这还要大的红移。

能量问题

1956 年G. R. 布尔毕基首先指出了，射电星系的能量问题是一个大难题。他根据下述推理对其最小能量作了一个现已著名

① 这种偏振现象也许是由于光被尘埃粒子所散射引起的，而不是直接由同步加速过程引起的。

的估计。若假定射电源是由于同步加速的作用而辐射的，该射电源所存储的总能量至少就有两部分贡献，即磁能和作辐射的电子所具有的能量。起初我们既不知道磁场强度，也不知道电子流的通量。但是，磁场愈低，电子流流量要愈大才能产生可以观测到的辐射。结果，当磁场和电子流大体有等量的能量时，总能量便达到最小值。这个最小能量往往是巨大的。例如对武仙座A，它大约是10^{60}尔格。

根据下述理由，这也许是相当低的估计：

(i) 就我们所知，在场和粒子之间毋须达到能量均匀。

(ii) 可能存在一宇宙射线质子流，其射电辐射可以忽略不计。例如在银河系（大家都承认它是一个比我们所说的射电星系弱得多的射电源）中，宇宙射线质子的能量大约比电子的大30倍。

(iii) 爆发不太可能是几乎百分之百地把它的爆发能量全部转变成易于探测到的形式，即磁场和相对论性电子流。

这些因素的重要性如何，目前还不可能有更多的了解，只能作些简单的猜测。把最小能量增加10到100倍，有些天体物理学家还认为是保守的。另一方面，如果认为磁场的结构很不规则（这与最近的观测趋势是一致的），也许能缩小这个估计值。如果主要的发射体积较小，按给定的功率水准，得出的总能量也就较小。

我们姑且假定武仙座A的爆发能量约为10^{60}尔格，是我们原来的估计值。这是一百万个太阳的静止质量所包含的能量。如果考虑到物质-反物质的湮灭（确实有人这样建议过），物质中所包含的全部静止质量就都可以转变为爆发能。对于其它机制，我们至多只能指望把它所包含的静止能量的大约百分之一释放出来。这样，我们或许就面临这样的问题：怎样去理解10^8个太阳质量，即整个星系的千分之一，能一起陷入一次激烈的爆发中，而在某些情况下，经过一定的时间又能重复发生这一过程，根据半人马座A的

情况来判断，这段时间大约是 10^7 年。

在目前，这也许是我们在天体物理学中所面临的主要物理问题了。现在并不缺少对这些问题的解答。麻烦的是，所有的解答都不免很复什，很难对其中任何一个作出严格的分析。因此，要作出特定的判断，从而把某些建议排除掉，那是困难的。为了符合种种观测事实，其中大部分解答都可以加以修正，而且是合理的修正。因此，我们只能把某些解答列述如下：

（i）物质-反物质的湮灭。

（ii）因膨胀引起灾变性的引力坍缩（可能包括一些重要的核反应）。

（iii）密集的恒星系统中发生的快速碰撞。

（iv）超新星爆发的连锁反应。

（v）磁流-引力的不稳定性（相似于为了说明太阳跃斑所提出的那种过程，但它是在大尺度上的）。

（vi）与快速转动的高磁化体相联系的不稳定性（类似于脉冲星的转动中子星模型）。

这个引人入胜的问题未必屈服于天才的一击。解决它也许需要对所有可能的设想进行周密的研究，从而取得理解力的缓慢集累。在这样平凡的道路上，我们最后也许有希望能了解这个在所有自然现象中最不平凡的现象。

五、类星体

引言

天文学上的难点之一，就是人们在对一类天体的真实本性尚未明了以前，常给它们一些描述性的名称。很自然，这些名称往往会把我们引向歧途，有时可能成为我们作清醒思考的真正阻碍。很长时期以来，人们都把一个天体称为"射电恒星"(在射电天文学的早期就这样做了)，因此很难使人想到，就这个词的任何合理含意来说，也许它全然不是一个恒星(事实上射电星表中大多数的射源都是射电星系)。关于本章所要描述的天体名称问题，在某些方面就有这种语义学上的困难。它们原来被称为类星射电源，简称类星体(加州的天文学家曾特别反对这个名称，可是它已被广泛采用了)。后来桑代吉发现了他所命名的类星星系(它又被称射电宁静类星源，蓝星体和闯入者)。我们将看到，除了射电辐射比较弱些以外，它们的性质在各方面都和类星体相似。因此我们将按照伯尔毕基那样，给这两种射源取同一个名称，即类星体。虽然这个名称暗示着它与真正的恒星有着比实际情况更为密切的关系，但似乎也不值得为此另取一个全新的名称。

类星体的发现

类星体的历史甚至比射电星系还要短，但是引起的混乱更多。有些时候，会议上已经简单地宣布它们存在了，结果却要在几年以后才能完全发表。还有些时候，几个人几乎是同时独立地提出了相同的意见，并且往往难以指出以后究竟在何时能够充分肯定这

些意见，而可认为它们已经得到证实。最后，经过一个缓慢的开始，后来的发展却变得极快。因此，现有的这些观测彼此之间不是在所有细节方面都一致，这是不奇怪的。我们并不试图作出中肯的历史分析，所以我们要对所有那些把他们的工作无意间忽略掉的人们表示歉意。

这段历史似乎是从1960年开始的，当时已经知道了最亮的3C射电源的角直径，这主要得归功于在焦瑞·班克天文台 (Jodrell Bank) 的工作。在这些射电源中，有几个的角直径特别小，从而引起人们的特别注意。尔后才了解，这已经多少是有点偶然地接近类星体的发现了，事实上许多类星体是有相当大的射电角直径的。但无论如何，在 1960 年，人们抱有极大兴趣的是，3C48、3C286、3C196 和 3C147 具有特别小的角直径。这年九月，桑代吉用200英寸的望远镜拍摄了一些照片，所照区域包括上述前三个射电源。这些照片经过麦修斯(T. A. Matthews)的研究发现，在每一情况下，误差方框中仅有的天体似乎就是恒星(照片15)。十月间，桑代吉取到了 3C 48 附近的恒星的光谱和光电颜色，并且在十二月美国天文学会会议上宣布了他的结果。可是，这项工作的详细说明直到 1963 年才发表。

3C 48 的光谱是很奇特的。它包含一些认不出的宽的发射线。3C 48的颜色也有些特别，但还不是完全陌生的，它类似白矮星、晚期新星和U双子座型的不规则变星的颜色。利用具有适当波长特性的滤波器(图 26)，选择名为U，B，V(紫外，蓝色，可见光)的三个不同波段测量天体的亮度，就可以得到它的颜色。若用星等来表示测得的U、B和 V 的对数强度，则颜色可用U- B 和B-V 的差分表示出来，从而给出强度比。图 27(a)说明主序星的颜色，是分别用它们的 U-B 和 B-V 的数值作纵横坐标而画出的。与此不同的是，白矮星、晚期新星和不规则变星在这图上面占据着不同的部

位，如图 27(b)所示。出现这一差别的物理原因是主序星的温度比较低。它们外层的氢因此未被激发，故能吸收一些从内部发射出来的紫外辐射。在温度较高的恒星里，氢原子中大部分的电子都被激发，所处的能级大大高于最低能级，所以很少吸收紫外辐射。处在白矮星阶段的恒星往往被说成是紫外超的，虽然更符合逻辑的说法应该是，主序星是紫外亏损的。

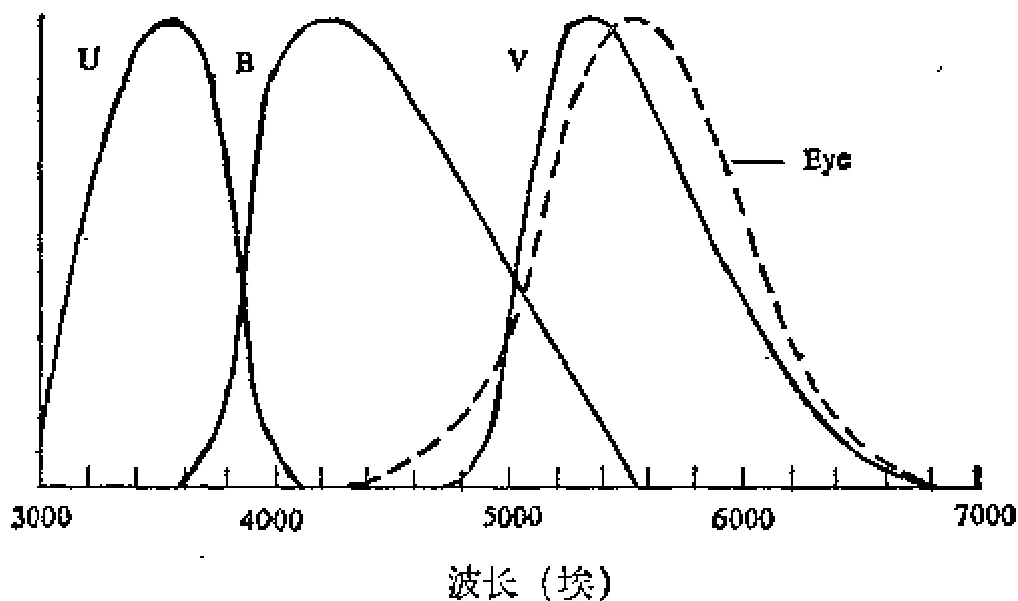


图 26． U、B 与 V 滤波器的以及肉眼的波长特性曲线。

因为 3C48 在U-B，B-V图中的位置相当接近白矮星区，故可推断其表面温度很高，但除外就没有什么了。真正神秘之处在于发射光谱(照片 16)，它的谱线是无法证认的，迟至 1962 年 12 月，人们才试图用反常的高激发来解释这些不寻常谱线的产生。那时认为 3C48 是我们自己银河系里的一个恒星，可能和我们相距 100 秒差距远。这个看法不仅是基于它的似恒星的外形(用 200 英寸望远镜是分辨不出的)，而且也因为光电数据表明，3C48 的发光亮度在相当于一天的时间范围内有着显著变化。这证明光线的变化区间不可能长于这个时间范围，否则这些变化就会看不清楚。因此这个区间不可能大于一个光日，当然可能比它小很多，这个结论

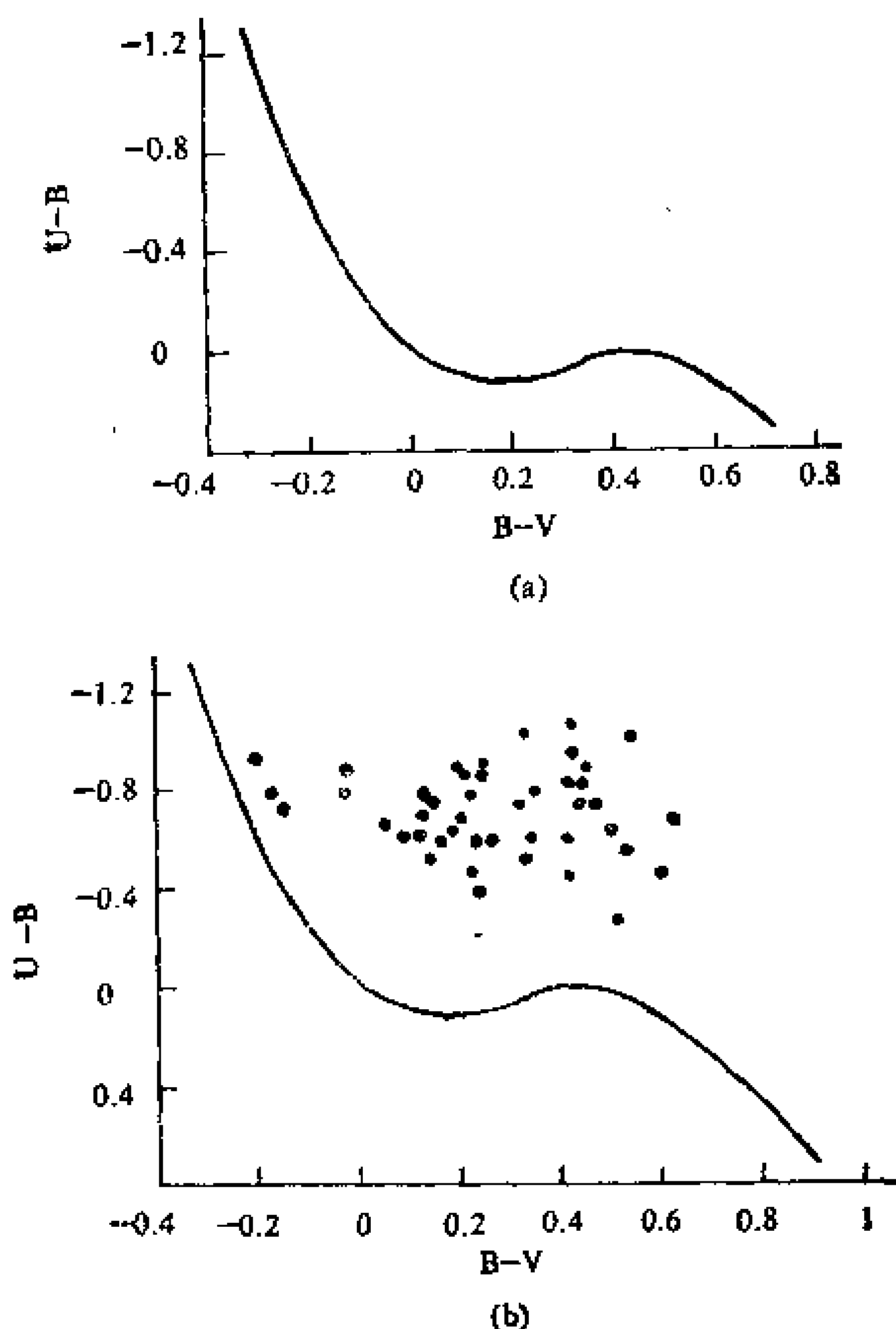


图 27. (a)主序星的双色图 (b)白矮星，晚期新星与不规则变星的双色图，相对主序星而言，它们都显示出"紫外超"。类星体具有类似的紫外超。

支持了这如下的看法：这种天体是恒星，而不是遥远的星系。

这一切到 1963 年初才有了改变，这是天文学和宇宙学关键性的一年。第一个步骤实际是在 1962 年秋季采取的，但关于它的报告则在 1963 年才首次发表。这就是对另一个 3C 射电源 3C 273的证认，其可靠性是无可比拟的。这是由于位置测定的精确才有此可能，其误差小于 1 弧秒。这一显著成就要归功于哈惹德(Hazard)，

麦凯 (Mackey) 和西姆明斯 (Shimmins)，他们用帕凯斯 (Parkes) 望远镜观测到了月掩 3C273 的现象。十分幸运的是，1962 年从该望远镜看到的月亮三次掩过了3C273。因为可以很准确地知道月亮边缘在任何时刻的位置，所以仔细地量出射源被掩盖和再出现的精确时间，就能很准确地算出它的位置。还不止如此。射源的被掩盖和再出现并不是完全突然的。事实上月亮边缘起着衍射屏的作用，故可得到一衍射图样。从观测到的衍射图样，就能估算出射源的大小及其结构细节的某些方面。

在这样的情况下，得到了一幅很好的衍射图样(图28)，它并不亚于光学教科书中作为例证所用的图样。哈查德，麦凯和西姆明斯发现这个射电源是由相距 20 弧秒的两个成员 A 和 B 所组成。这两个成员中较小的一个是 3C273B（至今还有一部分未分辨出），其位置和一个第13级星等① 的蓝星(照片17)相符。位置一致的程

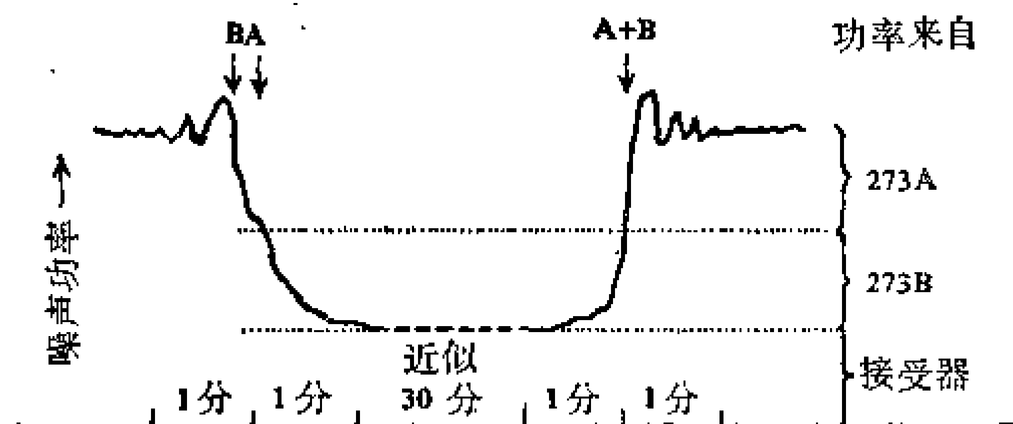


图 28． 1962 年 8 月 5 日，月掩食期间对类星体 3C273 所测得的射电辐射。蒙哈查德惠允翻印。

度是这样好，以致普遍认为证认是完全可靠的。位置的这种符合颇为幸运，因为我们曾在上一章看到，许多射电源所发出的射电辐射和光辐射是来自不同的区域，这对某些类星体是和射电星系同样正确的。

① 星等分级的定义是 $m=-2.5\log$ 亮度。按此分级定义，太阳的视星等约为 -27。

在证认取得成功的激励下，施密特拍摄到了 3C273B 的光谱（照片18）。同时他发现了一股微弱的淡蓝色喷注，从 B 组成物延伸到 A 组成物（照片17）。这光谱与 3C48 的光谱相似，有几条起初无法证认的宽发射线。然后，历史性的时刻到来了。施密特决定看看他能否用显著的红移来解释这种光谱，而不顾人们推测这天体可能是我们银河系中的一颗恒星。他很快取得了成功。其中四条发射谱线很好地符合标准的氢线系，具有 $\delta\lambda/\lambda$ 等于 0.158 的红移度（红端的第五条线是以后由 J.B.奥克(Oke)发现的），而其它的发射线也很容易用这种红移来解释。如果这是多普勒位移，这颗“恒星”就正以接近光速的百分之十六的速度离开我们。这个结果早在 1963 年就发表了，从此就开始了类星体的时代。

随后，各方面的进展很快，尤其是对 3C273B 的进一步研究更加吸引人，因为它比较亮，在多年前由于其它目的而拍摄的照相底板上就可能发现它了。这事实上可以追溯到70年前在哈佛大学和普耳科夫观测台所拍摄的底片。这个旧的资料对于在更长的时间尺度上研究光学变化，要比桑代吉所能取得的成就更为有用。

这就直接证明了，如果3C273B的红移也和射电星系红移的情况一样遵从哈勃定律，那么这种射源的绝对发光能力就应该特别大。因为它的距离会有500百万秒差距左右，并且其视亮度是属于第 13 星等，所以它的绝对亮度就应该比已知的最亮星系的还要大 100 倍左右。如果暂时撇开这个结果的惊人性质以及由它引起的物理问题，我们就看到，它会意味着其它更远得多的类星体应当也可能不难被发见，并且它们应有很大的红移。实现这一点的第一步几乎立刻就完成了。在施密特发现的激励下，格林斯坦(Greenstein) 和迈修斯解决了 3C48 的光谱之谜。这个射源比 3C273B 要暗 3 个星等，如果它有 0.367 的红移，它的光谱就变得容易理解了。这个结果也是在 1963 年发表的。

1964 年主要是巩固成果的一年。又有八个类星体得到了证认，并且施密特和迈修斯测得 3C147 有 0.545 的红移，从而打破了射电星系的记录（3C295 的 0.461）。最重要的进展是雷耳和桑代吉介绍了一种寻找类星体的简捷方法。他们所利用的是类星体具有紫外辐射超的现象。这就是在最好的射电方位的邻近，拍摄两张照片，一张通过 U 滤波器，另一张通过 B 滤波器。通过 U 滤波器较亮的“恒星”，能很快被辨认出来。这样，雷耳和桑代吉便证认出了 3C9，3C216 与 3C245 都是类星体。

1965 年取得了几个引人注目的进展。类星体数目迅速增加，并不使人感到意外。除了类星体的个别属性之外，人们还开始对它们进行了详细研究。在这些属性中，最值得注意的是由劳乌(F. J. Low)和约翰逊(H. L. Johnson)提出的，他们测量到 3C273B 有 10 微米左右（1 微米等于 10^{-4} 厘米）的红外辐射。3C273的能谱，从射电波经由红外线直到可见光与（近来的）X射线波段，示于图 29 中。从这个能谱中可以看到，3C273B在红外波段辐射的能量比其它波段总合起来还要大些，这是一种很不平常的事态（因为对某些塞费特星系也发现有这种情况）。

1965 年最突出的进展是施密特发现的巨大红移，虽然如前所述，这并不是完全意外的。要确认出巨大红移并非易事，这部分是因为谱线往往很模糊，需要有经验的目力才能从照片的感光微粒中辨认出来。（后来使用摄像管，这个困难就变得容易了）。另一个问题是，巨大的红移使紫外区移到了可见光的范围，而这是一个我们不熟悉的、难以达到地面仪器的范围，所以不知道会有什么样的谱线。因此，对谱线的正确证认是一项很困难的工作。施密特所利用的事实是，在类星体中已经得到证认的谱线，也能在我们自己的银河系中称之为行星状星云的星云物质中发现到。施密特假定在类星体中形成谱线的物理条件和我们已经相当熟悉的行星状

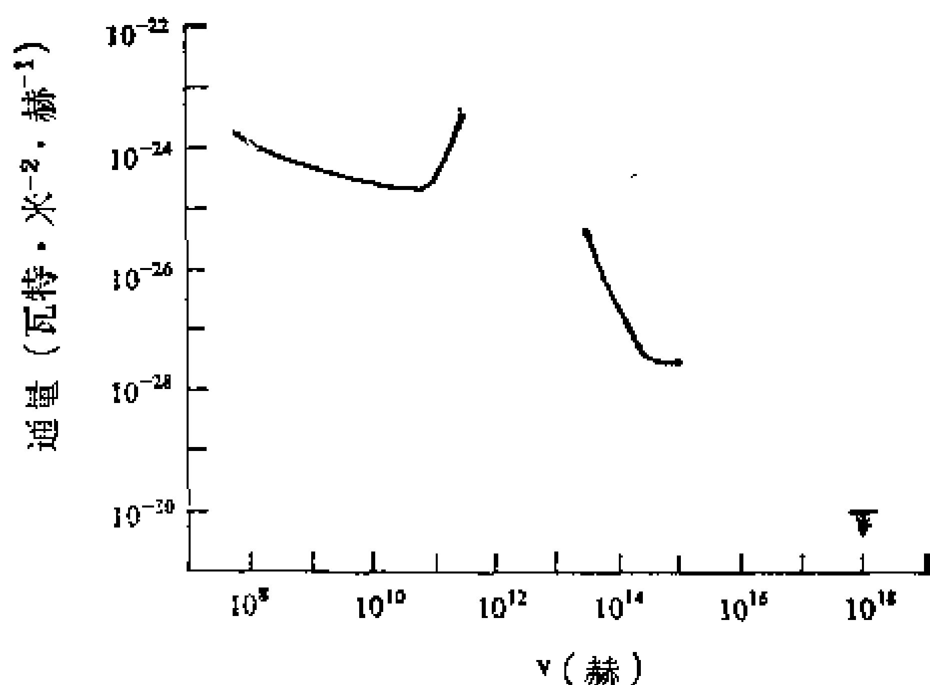


图 29. 3C273 的连续能谱。现在已有一些令人信服的证据，说明实际的X射线通量相当接近 10^{18} 赫兹处所示的上限。

星云中的条件相类似，并根据奥斯特布洛克(Osterbrock)对星云的紫外射线谱的计算，制出了一张紫外射线的检查表。在应用这张表时，施密特大大得助于这样一个事实：他发现有几个红移量是处在以前发现的红移量和最大量之间。对一个具有中间红移量的谱，它在红端所包含着在小红移类星体中已经发现的谱，而在某一些新的谱线则在兰端出现。例如红移量为 1.005 的 3C287，具有一次电离的镁 Mg^{II} 线(静止波长为 2798Å)，二次电离的碳 C^{III} 线(静止波长为 1906Å)和 C^{IV} 线(1550Å)。C^{IV} 线的出现，的确是根据奥斯特布洛克的计算可预期到的，根据这个结果施密特解释了具有较大红移的谱，这种谱中 C^{IV} 线是在红端。施密特就这样一步步地发现了一系列巨大的红移，在 3C9 中红移达到惊人的 2.012 之高(图 30)，3C9 是使氢原子基线赖曼系 α (1216Å)① 首次在地面上被观测到的一个射电源，这条线移到了可见光波段的 3666Å 处。这个重大成果还需要一些复杂的论证来证实，但现在已经知

① 这条线是氢原子中的电子从第一激发态降回到基态时所发射的。

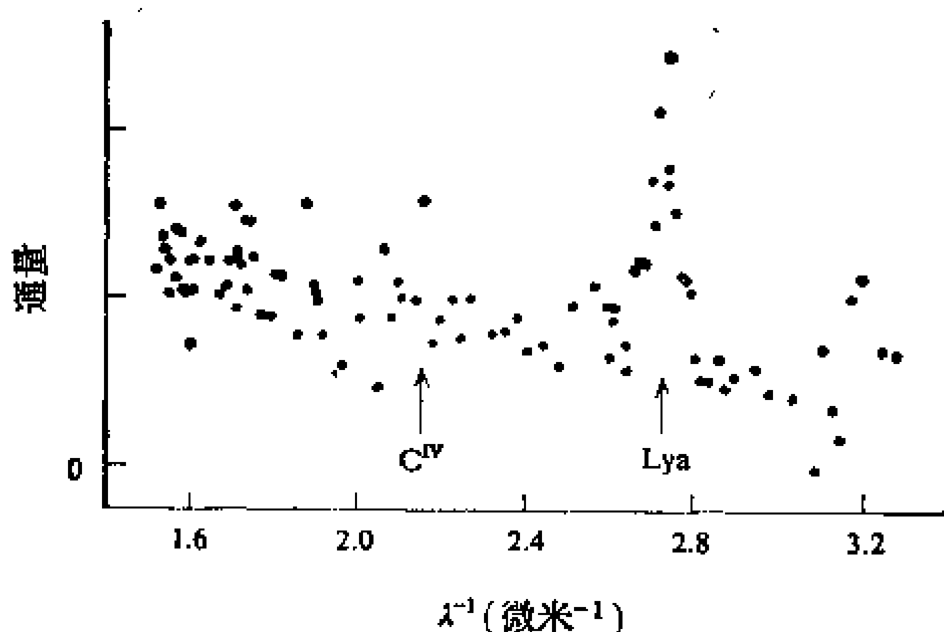


图 30　类星体 3c9 的光谱。它有一个 2.012 的红移，将赖曼系 α 线(1216 埃)右移到可见光波段 3666 Å(依照 E. J. Wampler, Astrophys. F. 147I (1967)。

道许多巨大的红移①，以致解释上已经不再有什么有关谱线的怀疑了。

像2.012这样大的红移，用通常表示红移的方法就变得不合适了。在哈勃的时代，红移量远小于1，通常把红移写成

$$z=\frac{\delta\lambda}{\lambda}$$

现在，$\delta\lambda$ 有时会比 λ 大两倍，所以把波长增加的因子写成 $1+z$ 比较合适。对于 3C9，这个因子是 3.012，它使赖曼系 α 线右移到可见光波段。我们也不能再象哈勃那样写成

$$z=\frac{v}{c},$$

这是经典的多普勒位移关系。如果我们暂且不管宇宙学上的许多捉摸不定之处，只把红移当作一种狭义相对论性的多普勒效应(其它的解释以后再指出)，我们就必须写成

$$1+z=\sqrt{\left(\frac{c+v}{c-v}\right)}$$

① 在著述此书时，红移记录是 2.88。

这一关系如图 31 所示。当退行速度接近光速 c 时，红移量显然趋向无限大。对于 3C9，算出的 v 大约是光速的百分之八十。

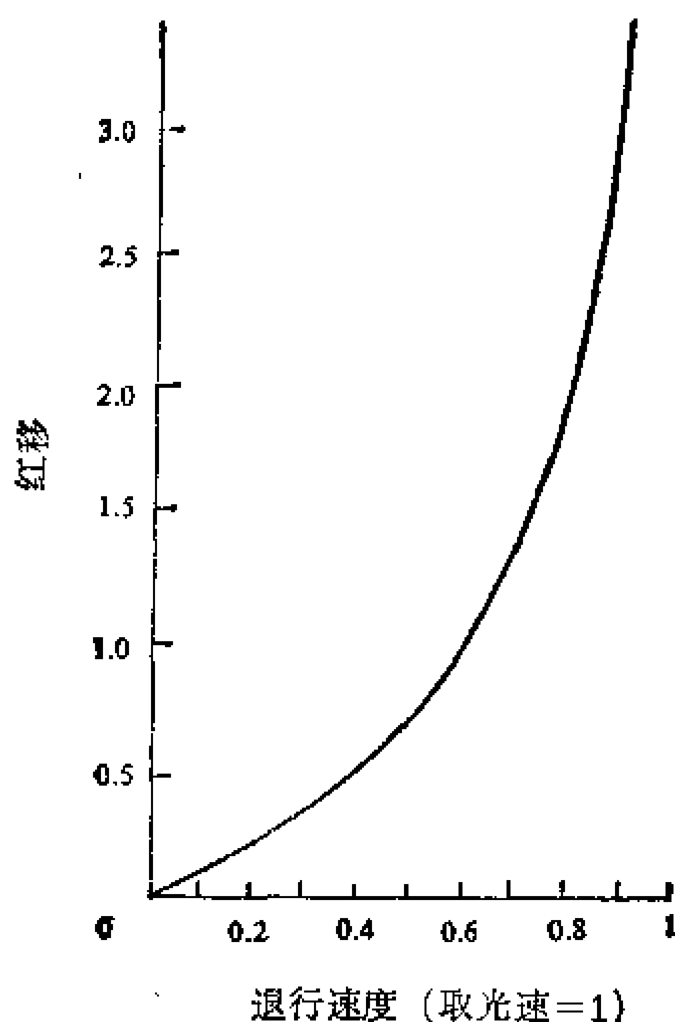


图 31. 根据狭义相对论得出的红移与速度关系。对于低速度，它是经典的线性关系。当速度接近光速时，红移将无限地增大。

本书将在许多地方谈到这个结果的意义。而目前我们必须考虑 1965 年的另一个重要发现，即桑代吉的类星星系的发现。这个发现是由于进一步应用了雷耳-桑代吉的双色法去寻找处在或接近紫外辐射超的射电方位上的类星体。桑代吉和鲁恩斯(C.R.Lynds)发现，许多紫外辐射天体是突然出现的，但都不是在射电方位附近的地方。起初，它们都被看成是令人讨厌的东西——当时，桑代吉把它们叫做闯入者。幸而他有了另一想法，并着手进行深入的研究。旋即发现，它们类似于哈罗(G.Haro)和雷登(W.J.Lnyten)先前研究过的蓝星。由于种种理由，他开始怀疑其中有许多根本就不是恒星，而是射电宁静型类星源。奇怪得很，他提出的一些理由原来是搞错了（所以我们不打算在这里指出这些理由），可是他的结论却是正确的。等到拍摄了它们当中六个的光谱后，这一点就变得更清楚了。桑代吉发现，一个是恒星，两个具有无发射特征或吸收特征的连续光谱，三个是河外星系。其中，一个具有

非恒星的形象，红移量较小，另外两个完全是恒星的形象。这两个的光谱和类星体的光谱相似。其中之一叫 Ton256(Ton = Tonanzintta)，有 0.131 的红移。另一个叫 BSO，(BSO = 蓝星体)，有相当大的红移，按施密特的结果所规定的新标准，它是1.242。

桑代吉靠他的间接论证估计这种弱蓝"星"的大约百分之八十都是河外星系。但是，肯曼(T. D. Kinman)和鲁恩斯以及维勒尔(G. Villere)指出，这样的估计大约偏高了 5 倍。即使如此，这些射电宁静型天体也会比原来的类星射电源多了将近 100 倍。所以桑代吉的发现甚为重要。然而，必须着重指出，这些新天体的射电宁静性仅是相对的。最近已经发现，在蓝星体与弱的 4C 射电源之间颇有符合之处。而且至少有一个蓝星体，即 PHL1222 (PHL = 帕洛玛-哈罗-雷登蓝星表)，已单独被发现是一个很弱的射电源。

情况似乎表明，如果一个天体群是靠它们的光学特性(蓝色与恒星的形象) 挑选出来的，它们的绝对射电光度的变化范围就很宽，其中许多天体都比较暗淡。这是完全合理的，并且实际情况表明，有一个大约从 100 到 1 的绝对射电功率水准的变化范围，就足以包括大多数的河外蓝"星"和类星体。这比射电星系相应的范围要小得很多，可能是一个 10^6 的因子。所以，类星体和与类星星系似乎很可能属于同一类的天体，它们不同的发现方法只是反映当时的射电技术的状况。因此，我们将按照布尔毕基夫妇那样把两者都称之为类星体。

在 1965 年完成的关于类星体的一个最后的重大发现，就是它们中间有一些也和光学变星一样，乃是射电变星。根据我们现在所规定的新标准，这似乎并不是很惊人的结果，而它在当时之所以引起注意，是因为乍一看来这似乎意味着，这种变化的类星体不可能处在按照哈勃定律所指出的那样遥远的距离处。这样，类星体在宇宙学上的意义就悬而未决了。甚至到现在，这个问题也没有完

全解决。这段历史是从一个今天已不再认为是正确的发现开始的。（读者现在也许已经习惯，天文学中这种幸运的反复是很平常的）。1965 年 2 月，俄国射电天文学家夏洛米茨基(G. B. Sholomitsky)宣称，类星体CTA102(CTA＝加州理工学院射电源A表)在 940 兆赫处约有百分之三十的变化，其周期约为 100 天。因此，我们马上就要讨论，何以当时认为 CTA102 的角直径至少是百分之一弧秒。因为射源的变化部分不可能比 100 光日大很多（否则射源的变化就会看不清楚了），所以夏洛米茨基的结论是，它必须比 2 百万秒差距近，甚至可能在我们银河系之内。然而，1965 年 4 月，施密特声称 CTA102 的红移是 1.037。如果这个红移满足哈勃定律，这个射源的距离就会是大约 3000 百万秒差距，这比夏洛米茨基的上限大 1500 倍。

到了 8 月，加州理工学院的马特拜(P. Maltby)和莫菲特(A. T. Moffett) 对夏洛米茨基的结论提出了怀疑。他们声称，CTA 102 在夏洛米茨基的观测开始之前大约两年终止的一个以三年为期的周期内，在 970 兆赫处并没有显著的变化。从那以后，许多观测团体在许多频率处和时间间隔内提出的报告都是同样的否定结果。当时普遍认为夏洛米茨基的观测结果是错误的。

在此期间，又有了第二份关于可变类星体的报告，这次是我们的老相识 3C273B。1965 年5 月，密执安大学的丹特 (W. A. Dent)提出报告说，它在 8000 兆赫处的通量密度在最近三年内增加了大约百分之四十(图32)。这以后又被其他工作者所充分证实，实际上，现在已经知道了许多射电变星。因为 3C273B 变辐的时间量度只有几年，它的变化区域显然不会超过一秒差距左右。另一方面，射电角直径一般认为大约超过百分之三弧秒，这就会意味着这个射源必定是在大约一千万秒差距以内。但是，如果它有 0.158 的红移是由于宇宙学上的原因，它的距离就必须是 470 百万秒差

距左右。

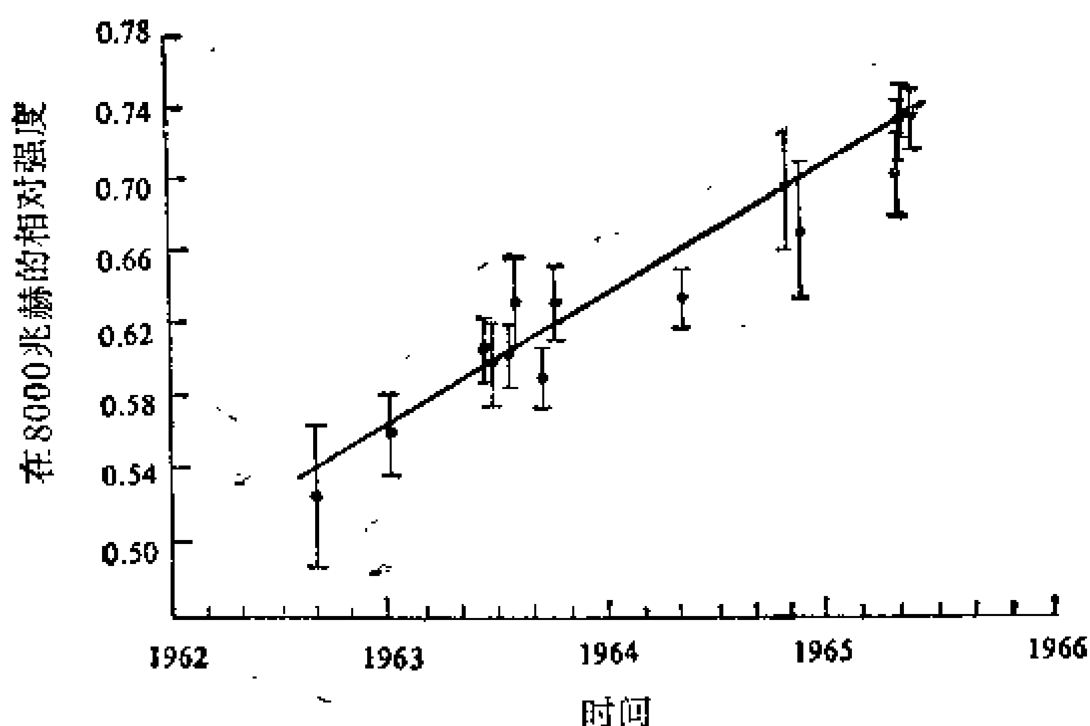


图 32. 1962 年到1965 年间 3c273 的射电变化——关于一个类星体中射电变化的第一个确切证据。

要了解这个矛盾所包含的意义，就必须考虑角直径是如何估计出来的。估计方法是基于这样一点：如果一个强射源体型很小，它的表面亮度就一定很强。然而，一个物体的表面温度不能超过其个别辐射元的温度。一旦接近这种状态，这些辐射元就开始吸收彼此的辐射，我们说这样的射源具有自吸收的能力。如果类星体是由同步加速机理产生辐射的，自吸收状态就会出现在天体的射电频谱中，因而它在低频部分就应当下降很快。反之，频谱中如果没有低频截断，这就给射源的表面温度规定了一个上限。对给定的流密度而言，这就是给角直径规定了下限。换言之，如果把相同数量射电流挤压到较小的角度之内，就会使表面亮度提高到自吸收开始起作用的一点。

在3C273B的频谱中没有观测到自吸收状态，这给出它的角直径的下限大约是百分之三弧秒，这个结果最早是由斯利西（V. I.

Slish)和威廉姆斯(P. J. S. Williams)在1963年各自独立得到的。但是，倘若它的距离是470百万秒差距，射电变化的时间量度就意味着变化区域的角直径不能超过千分之一弧秒。对这个矛盾曾经提出过几种解释：

(i) 射源也许是合成物。其想法是，变化区域会比千分之一弧秒小，并且确实会是自吸收的。但是，这种自吸收之所以不会在观测到的频谱中表现出来，是因为它会被射源的一个更大的不变部分的辐射掩蔽掉了。这个解释很可能有部分的正确性，因为最近使用横贯大陆的长基线干涉仪所做的观测，已证实3C273B确实有一个小于千分之一弧秒的组成部分。但是，现在知道，射源即使在较低的观测频率1400兆赫处也是变化的。详细计算指出，合成模型对此不能作出解释。

(ii) 因此，里斯曾提出，射电源也许是以接近光的速度在膨胀着。在这样的情况下，相对论性效应就变得重要了，并会使变化区域远大于从变幅的时间量度所导出的区域。这就不会产生自吸收的问题。

(iii) 射源的辐射可能不是由通常的同步加速机理产生的，这就会使观测不到自吸收状态所引起的争论再也站不住脚了。

(iv) 辐射的距离，也许比我们从红移和哈勃定律所推出的距离近得多。在这情况下，变化区域的大小可能取决于变辐的时间量度，而在观测者处并就不再对应上述的引起自吸收困难的小角度，我们以后将讨论关于类星体的这一本地假设。

和1965年不同，1966年是平凡的一年。这一年有大量的类星体得到证认，并获得了更多的红移，但没有取得什么本质上新的发现。最惊人的发现是3C446的光学性质。它的亮度以显著方式变化着，按日时标来说其变化可高达0.8星等(即约因子2)。这是迄今对类星体所观测到的最大的短周期变化。它们本身是引人注目

的，但没有引起象射电变化那样的问题，因为在光学情况下没有类似的失去自吸收的问题。但它们却暗示有一些小区域和很强的辐射场，这就引起了关于逆康普顿碰撞这类过程的有趣问题（参阅第十五章）。然而这些事态所引起的结构问题，对本书主要讨论的宇宙学问题并无影响，因此我们不得不撇开它们。

1966 年最重要的发现是在有些类星体的光谱中出现了吸收线。严格地讲，1965 年在BSO I中就已发现了一根吸收线，但是看到光谱中有许多吸收线的第一个例子是3C191，那是由布尔毕基夫妇、鲁恩斯和斯托克顿(A. N. Stockton)研究出来的。现在已经知道许多射源有吸收线。证认这些吸收线的尝试揭示了一个全新的问题，这就是，有些吸收光谱只能用这样的假设来说明：在同一光谱中同时存在着几个红移。对这一点最明显的解释是，类星体放出几层吸收物质，它们的相对速度影响了观测到的吸收红移。在某些情况下，这些相对速度可能会接近光速。可是吸收线常常很窄，这暗示着各层之内的弥散速度是小的。布尔毕基特别强调了另一特点，就是有 1.95 这个吸收红移值的出现远远出乎意外，虽然它对某种未知的机理可能是一个标准值。尽管有些有趣的推测，但这些问题仍然没有解决。此外，1966 年以后不久已经有了本质上新的发现。我们现在极需要有关类星体的更系统的数据。取得这些数据的关键，是靠我们有无确定类星体位置的有效方法。双色法是徒劳的，因为它不能足够精确地区别类星体与白矮星，后者是一种典型的会引起混淆的星体。这个问题可能已由波伦亚的布那赛西(A. Braccesi)解决了，他发现若在近红外区再另外拍摄一张底片，就能很快消除大多数蓝星。类星体在红外区似乎比白矮星强得多。这种方法可以给我们提供好几百个类星体，因此可以仔细考察它们的红移和其它特性。这样，对类星体的研究就可以提供一个适当的统计学基础了。

类星体的物理特性

现在我们想就这些观测所得到的情况，作些一般的评论。首先一个问题必然是：什么时候我们能把一个天体称为类星体呢?这个分类型式的问题往往是天文学的难题，因为通常并不存在什么天然的界限，能把天体分成特定的一类。在这种特殊情况下，我们就清楚为什么射电属性并不是决定性的了。和射电星系一样，类星体有时是简单的射电天体，有时是双重的，或许是多重的。它们有时强，有时弱，有时是偏振的，有时则不是。另一方面，其光学特性似乎是明确的。虽然我们并不完全清楚其确定性质应当是什么。甚至我们不能说它一定是一具有恒星形象，因为在某些情况下，我们刚好能看到一些光学的结构。而且，这里还没有什么基本的量能解决一点本质问题，因为现在讨论的性质都和望远镜大小以及发光体的大小和距离有关。其次我们可以试试紫外辐射超，但我们即将看到，如果类星体的红移量是 3 左右，它就不可能显示这种性质。

与其我们试图去解决这个问题（它可能是得不到解答的），倒不如着重去研究那些是对宇宙学家有价值的类星体的特性。这是十分明显的，因为我们曾看到，它们极大的绝对光度超过最亮的已知星系高达一百倍。这就使它们易于被发现并能研究它们的光谱，即使它们所处的距离比最遥远的星系还大得多。这样就使我们能探索到宇宙更深的地方，这个深度距今的光时可以与宇宙自身的时标相比。

由此所能作出的结论，将在以后各章中讨论。这里我们只考虑两个基本问题，以便为将来的讨论作准备。第一个问题是，能否有指望发现比迄今所发现的大得多的红移量?第二个是，能否确信红移是和宇宙膨胀有关，所以它是对距离的一种测量?

第一个问题常常是以这样的形式提出来的：为什么迄今尚未

发现接近了的红移量？目前已知的最大红移是射源 4C05.34 的；按照鲁恩斯，它的红移量是 2.88。其次一个最大值是5C2.56 的，其红移量是2.36。其他还有几个红移量超过 2 的射源。这些射源如果具有 3 的红移，那决不是因为它们在射电波段或光学波段很微弱而未能被发现。实验数据倒是使人想到，红移超过某一数值(比如说2.5)的类星体数目必定有一个明显的截止点。迄今已经提出了四种意见来解释这种截止点。

(i) 在宇宙演化进程中，第一个类星体可能是在相当于红移量为 2.5 的过去时期形成的。

(ii) 具有较大红移的类星体是可能存在的，但是大红移的结果也许会使整个紫外辐射超转向了红端。只要我们利用紫外超来进行光谱研究，那就不会得到具有大红移的天体。如果这是正确的解释，观察红外超的布那赛西技术也许能使红移大于已发现的2.5，但目前这种技术效率很差，除非也利用紫外超来作光谱研究。

(iii) 大红移的类星体也许象第七章中所讨论到的那样是群集的。在这情况下，迄今观测到的星团的边缘也许会产生 2.5 左右的红移，而下一个星团，比如说也许直到有 3.5 的红移量才开始。这样大红移量的类星体的光学形象是不知道的。

(iv) 截止点也许是由于星系际氢的吸收，如果这种氢在早期，即 $Z \leqslant 2$时(参看第九与第十章)，电离很少即可。这个意见是由里斯提出的，在数值上很合理，并且是迄今所提出的四种意见中最引人注意的。

现在我们考虑第二个问题，即关于类星体红移的根源问题。红移的原因可能有以下几种：

(i) 它们与宇宙膨胀有关。

(ii) 它们是多普勒位移，是由于类星体相对于其邻近周围具有大的特定速度而引起的。按这种观点，大的特定速度表示类星

体是由于一次激烈的爆发而从某个比较局部的中心或几个中心抛射出来的。

(iii) 它们根源于引力的作用，这就是说，从一个具有强引力势的致密天体发射出光，从而导致显著的爱因斯坦红移。

(iv)它们是由一种新的物理规律引起的。

在我们整个讨论中曾采取了(i)的观点，它实际是公认的。不过，许多东西取决于对红移的理解，所以我们还得考虑其它的可能。认真采用(iv)似乎还为时太早，虽然我们应当提到，阿普声称他已发现了某些支持它的证据。他曾经分析了类星体相对于一些具有完全不同红移的特定星系位置。他宣称已发现它们有着重要的关联，并且尝试性地提出，也许有一种新的物理规律在起作用。但其他作者对阿普的统计讨论提出了异议，因而未被普遍接受。

对于引力产生红移的(iii)，反对的论据有两种。第一种是结构学上的。我们难以对一个射源构造出一种详细的模型，能与所有的观测都相容，并能得到所需要的引力红移。这种论据颇有值得商榷的余地。这等于说，因为我们发现难以提出某种适当的模型，大自然也就得有同样的困难。这种论据可能忽略了某种大自然比我们更清楚的可能性。它甚至忽略了某种我们明天也许会比今天更清楚的可能性。这就是我们目前关于引力红移所处的境地。这里有一个反对它的直接的结构学论据，首先是由格林斯坦和施密特提出的，这个论据已维持了若干年(按类星体标准已是很长时间了)。可是近来荷艾耳(Hoyle)和否勒(Fowler)找到了一条可能的途径绕过这个论据。他们的模型不是特别合理的模型，可是，谁能够讲明他们自己或者另外某个人是不是会对它作出改进呢?

然而，有一个反对引力红移的非结构学的论据，它起源于类星体的计数。按第六章中所述，如果类星体是本地的而非宇宙学的

天体，并且差不多是静止的，就象引力假设所暗示的那样，那么，倘若我们不是处在特殊的位置上，它们的数目-流密度关系就应该有一种特别形式（3/2次方规律），可是这种形式没有观测到。（第七章要对这个问题作充分讨论。）

最后我们来研究可能性（ii），它假定类星体是在我们自己或邻近星系的一次激烈爆发中被抛射出来的。这个假说是由特瑞耳（J. Terrell）提出的，并得到了布尔毕基和荷艾耳的支持。结构学上提出的一些论据既有支持也有反对这个假说的，但由于上述原因，我们这里就不考虑这些论据了。类星体的数目——流密度关系大概已不再是紧要的了，这既因为我们现在可能是处在一种接近爆发中心的特殊位置上，也因为我们没有什么理由指望类星体是均匀分布的。（在以后两章中我们还要回到这个问题上来。）

可是有两个有力的论据指出，本地假说需要我们处在特殊的位置上，其理由是不怎么能被接受的，因为，一般只有极少数的星系能被类星体包围着。概率的论证在天文学上可能是危险的，除非它能指出在类星体和生命的发展之间存在着某些联系，否则，关于我们必须居住在少数几个被类星体包围着的星系之一上这种本地假说的推论，就是不合理的。

在这些论据中，第一个是说类星体中完全不存在蓝移。从我们自己或从紧邻的星系中发射出来的类星体现在已运动得很远，以致我们所见到的类星体全都是退离我们，这一点是可以理解的。可是，从某些遥远星系抛出的类星体就是另一回事了。应当指望它们当中有些是向着我们运动的。事实上，因为蓝移也会使一个源在射电波段和光学波段都很明亮，这说明如果从遥远星系发射出来的源在观测上是根据它们的视亮度来选择的（当然，实际上会是如此的），那么，我们实际上就应当看到比红移更多的蓝移。可以指望蓝移数与红移数之比趋近 $(1+z)^8$，这个因子当 $z=2$ 时是

27。它不会引起过去那样的论争，即认为蓝移也许不容易发现，因为在红端和红外端谱线稀少，只有它们在蓝移后会移向可见光波段。问题是，我们并未看到有足够多的弄不清楚的谱线或者辨认不出的强射电源可资利用。因此，其类星体仍在向我们接近的最邻近的星系，一定是很遥远的，以致它所有的类星体太暗淡了，因而观测不到。所以星系被类星体所包围只可能是一件罕见的事。

第二个论据导致同样的结论。从所有类星体来的总的射电噪声应不超过观测到的河外射电背景。倘若所有的星系都像我们自己按照本地假设所假定的那样，被类星体所包围，这种情况就会被一个大的因子所破坏。我们的结论仍然是，星系被类星体所包围的事是罕见的。

因此，宇宙学假说(i)似乎是最可信的，我们在本书的其余部分将采取这种观点。

(著者附注)这个宇宙学假说最近已由于格恩(Gunn)的发现而得到了巩固，他发现位于星系团方向上的类星体PKS 2251+11，具有和星团中一个星系相同的红移(0.33)。

六、射电源计数

引言

利用射电源计数引出宇宙学结论的最初尝试，是雷耳和斯丘尔在1955年进行的。他们利用第四章中所说的2C星表，得出了这样的结论：射电源计数是不符合邦迪(Bondi)、戈尔德和荷艾耳的关于物质连续产生的稳恒态理论的。他们提出的这个论点引起了很大争论，其反响今天有时仍能听到。本章将试图就目前的情况作一番不偏不倚的描述，可是读者要注意，"射电源计数"这个用语和其它用语比较起来，在射电天文学家中仍会引起强烈反感，也许用"类星体的本地假说"这用语是例外。因此，任何刚好读到这一章的行家，可能认为它不是太强就是太弱了。

计数本身就是在射电望远镜的工作频率处测得射流密度超过数量S的每单位立体角内的射电源数目N (S)。我们将看到，按照稳定射源均匀分布的要求，N和S之间的关系具有如下形式：

$$N \propto S^{-\frac{3}{2}}$$

因此logN对logS所画的曲线应是一直线，其斜率为-3/2。我们还将看到，如果考虑到红移，量$NS^{\frac{3}{2}}$就应当随S的减少而减少，而不是与S无关了。换言之，logN-logS曲线应当比稳定情况还平坦些，可是观测结果是更陡。

观测到的计数

雷耳和斯丘尔发现的异常陡度，确实很大。在他们的分析中，弱射源的logN-logS曲线的斜率是-3。但是如前所述，2C普

查表具有混淆的成分，这就是说，它记录下来的弱射源中有许多实际上是假的。因此这种异常的陡度至少有一部分可能是由于这一点的影响。三年后，即 1958 年，密尔斯、斯利和海耳用他们的射源星表得到了 logN－logS 曲线的新的斜率，他们得到的数值是－1.8，今天大都均已承认了（虽然，考虑到误差，他们认为他们的结果应为－1.5）。－1.8的斜率仍然异常陡，但此后已为许多进一步的普查所证实，特别是为1959—68年间在剑桥所作的普查所证实。

目前最详尽的分析，并且扩大到射流密度最大范围的分析，是由雷耳和普赖（Pooley）提出的，他们主要是利用 5C 普查表画出了 logN－logS 关系，见图 33。他们的结果表明，－1.8 的陡削斜

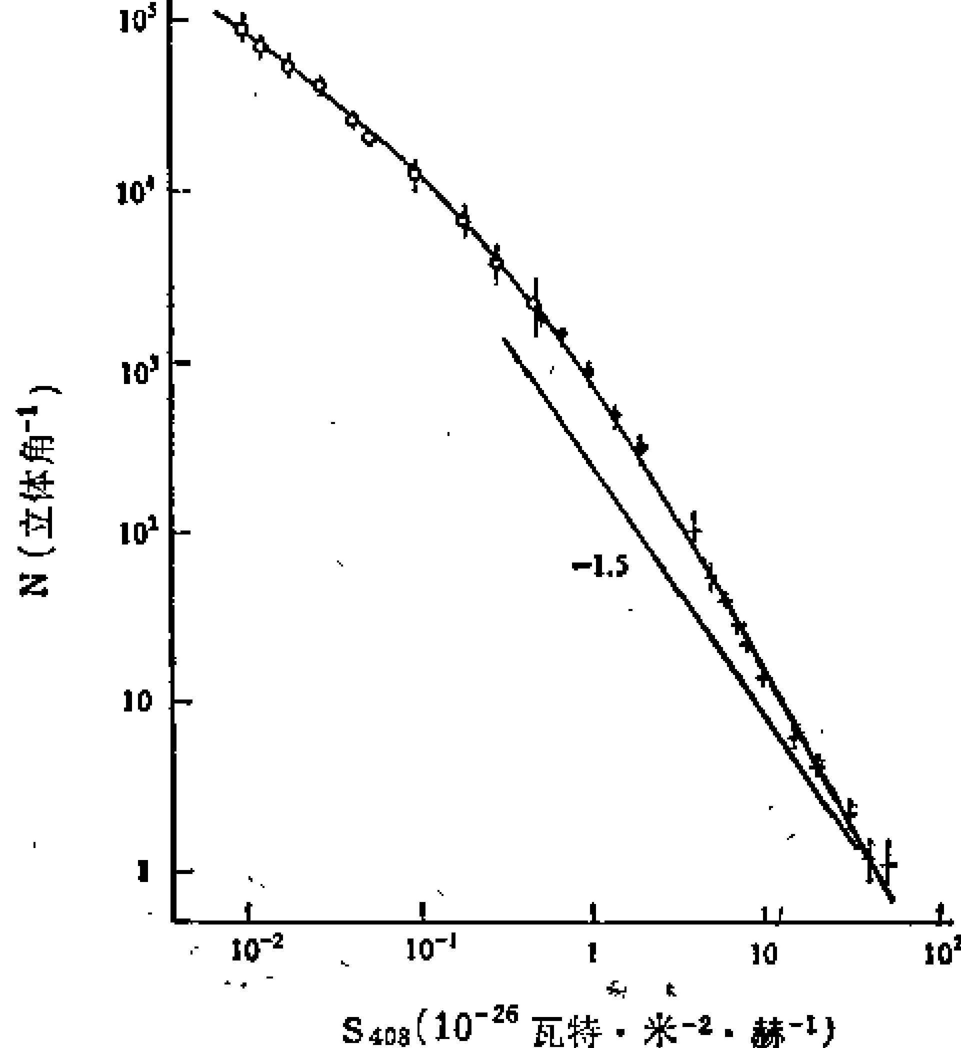


图 33. 普赖和雷耳导得的射电源计数。N 是每单位立体角的射电源数，其流密度在 408 兆赫处超过 S408（摘自 G. G. Pooley and M. Ryle, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society I 39,515(1968)。）

率在四个流量单位时(对 408 兆赫)开始平坦下去，而到 0.01 流量单位时就更加平坦了。我们即将看到，这样的陡度和随后的平坦对宇宙学是有着重大意义的。

对计数的解释

(a) 静态射源的 3/2 次方定律。这个定律与射源均匀分布有关。假定每单位体积中有 ρ 个射源，它们在观测频率处每单位立体角的绝对射电光度为 P。于是，测得流密度超过 S 的射源，乃是那些处在半径等于$(P/S)^{\frac{1}{2}}$的球内的所有射源（因为平方反比定律）。它们的总数则是$\frac{4}{3}\pi\rho P^{\frac{3}{2}}S^{-\frac{3}{2}}$，所以每单位立体角的射源数 N 是$\frac{1}{3}\rho P^{\frac{3}{2}}S^{-\frac{3}{2}}$。实际上我们知道，射源的绝对射电光度的范围很广。但这并不影响 3/2 次方定律，它只是变为

$$N=\frac{1}{3}(\Sigma\rho P^{\frac{3}{2}})S^{-\frac{3}{2}},$$

式中 Σ 是对各种光度级求和。

(b) 红移的直接的影响。红移有三个直接的影响，它们全都是随着 S 的减小而愈益显著。

(i) P 的有效值与红移有关，因为我们是在一个小频带内进行观测的，而辐射是在不同的小频带内发出的。所以对每个射源的频谱必须考虑到这一差量。

(ii) 红移使源的视亮度减小，亮度的变化比平方反比定律更快，所以 S 所对应的球体减小了。这个效应得使 N 减少。

(iii) 如果认为红移暗示着宇宙在演化中没有创造物质，那么，源在过去就要比现在密集得多，这就是说，ρ 在过去要大。而红移愈大，相应的源愈远，所以我们看到过去的时间也就愈长。这样，有效的 ρ 值就应当随着红移的增加而增加，因而随 S 的减少

而增加。这个效应使得 N 增加。

实际上效应(i)是微小的。我们所遇到的大多数射源的频谱，在剑桥观测频率 408 兆赫附近都具有 $S\propto\nu^{-0.7}$ 的形式（ν 是观测频率）。如果考虑到红移对带宽的影响，就会发现有效光度 P 随红移增加的形式是 $(1+z)^{-0.3}$，这是很微弱的依赖关系。对比之下，效应(ii)和(iii)是很重要的，计算表明，在本书讨论到的所有宇宙模型中，(ii)比(iii)更重要(后者在稳恒态模型中当然是完全不存在的)。因此，在我们所有的宇宙模型中，红移的直接效应就是使 logN－logS 关系的斜率平坦下去。这样，我们得到的结果就与大 S 处的观测结果完全相反。

人们首先想到，也许要放弃均匀分布的假设。他完全可以这样做，即，我们遇到的大多数源迄今尚未得到光学证认，所以它们的红移和距离是不知道的，因此我们关于它们在空间中的分布并无直接的观测知识。可是，这样做有一个严重的困难，它是由下述事实产生的：源计数完全是各向同性的。看来未必可能存在一些不规则性，其规模和分布足以说明 logN－logS 曲线的陡削斜率，而仍可保留各向同性——除非这种不规则本身包含大多数的源。在那样的情况下，有可能保留近似的各向同性，只要这种不规则的边缘在任何方向上所相应的红移都相当大，以致它太暗，从而观测不到。我们以后在讨论类星体的分布和宇宙微波辐射的各向同性时，还要回到这个非常有趣的问题上来。目前我们暂且忽略这个可能性。

(c) 演化效应。我们一定记得，在演化的宇宙中，具有大红移的远距天体和具有小红移的邻近天体比较起来，是在宇宙发展更早的时期被观测到的。这就有可能在观测涉及的时间间隔里，射电源的固有特性和分布都已有了显著变化，因为我们对这些源的起源和发展缺乏详细了解，所以在这期间我们可以随意假定源已

经发生了某种足以说明 logN－logS 关系的演化。特别是，如果我们假定源在过去比今天平均起来具有足够的更强的绝对光度 P 或更高的密度 ρ（超过了膨胀的运动学效应），我们就会得到比 －1.5 更陡的斜率。这样一种解释对于稳恒态理论显然是没有价值的，后者要求 P 和 ρ 在所有时间和宇宙中所有的地点都有完全相同的平均值。

这个观点极其类似早期提出的一种观点，即认为与某个巨大红移相应的整个区域只是一种更大的不规则区域的一部分。的确，这时唯一的差别应不是在于射电源计数，而是涉及计数所及的区域以外的宇宙本性。按照演化的观点，我们和任何其他观测者一样看到的是同样的宇宙历史，而按照不规则观点，就不是这样了。

曾经作过各种尝试，构造出种种演化模型，它们都能符合观测到的射源计数。要找到一个确定的模型是不可能的，因为问题中包含着太多未知因素。在宇宙学方面，我们不知道哪一种宇宙模型是正确的（参阅第八章）。在射电源方面，我们必须考虑到源的绝对射电光度有着很大的变化范围，以及演化速度是未知的，演化速度本身可能因不同类型的射源而不同。它对射电星系和对类星体可能是不同的，对强源和弱源也可能是不同的。尽管有些不确定的因素，我们仍可提出以下几点：

(i) 如果源的积分射电背景大于观测到的弥漫的星系背景辐射强度，则该种演化模型即不能被接受。这是对可能的模型的一个严格约束，这点可从如下的事实看出：在雷耳-普赖普查中个别射源已经说明了 408 兆赫处的已知的星系际空间背景的大约一半。在那次普查中有些探测到的射源太暗，它们也许能提供其余一半的大部分，因为这和图 33 的简单外推结果会是一致的。

(ii) logN－logS 曲线在弱端的斜率平坦下去，大概是表示

许多探测到的最暗源有着很大的红移，以致效应(ii)(源变红是由于红移)开始支配着演化效应。这些红移有多大是不知道的，不同的演化模型提出了不同的预言。这些数值可能在3和5之间。

(iii) 计数时涉及到的大部分源迄今仍未得到光学证认。因此，我们还不清楚如何去比较射电星系和类星体的演化。有些初步的证据能说明类星体的 logN－logS 关系具有陡削的斜率，但这种证据目前还不怎么确定，如有独立的证据说明这些天体事实上是在演化中，那会是有价值的。这样的证据现在已经有了。我们将在下一章和类星体分布的其他问题一起来讨论它。

七、类星体的分布

引言

我们在上一章看到，射电源 logN－logS 曲线的异常陡削斜率在宇宙学上可能具有重大意义。我们也看到，源有两种，即射电星系与类星体，这两种射电源在图 33 的 logN－logS 曲线中是混杂在一起的。这就自然提出一个问题：如果分别考虑这两种源，它们的 logN－logS 关系是什么？这就是本章所要讨论的第一个问题。

类星体的 logN－logS 关系

必须立即承认，目前的光学证认并不能使我们将射源完全分为射电星系和类星体，即使对一些最亮的源也是如此。因此，要分别画出射电星系和类星体的 logN－logS 关系的任何企图，都必须看成是试探性的。虽然如此，迄今所取得的成果仍有很大意义，也完全合理。威尔戎 (P. Véron)和隆伽尔 (Longair) 1966 年各自独立地发现，已证认的射电星系的斜率接近为 －1.5，而已证认的类星体则有异常陡削的斜率。这个结果对射电星系是完全合理的，因为大部分已被证认的射源都有较小的红移，所以可以指望它们能很好地遵从 2/3 次方定律。看来，谁要是打算对全部计数去解释这种异常陡削的斜率，他必然首先要用类星体来解释。

这里仍然有一个重要问题：具有巨大红移的射电星系的 logN－logS 关系是什么？这个问题关系到具有良好射电方位的未被证认的 3C 射源的本性问题。3C 射源中有许多都是处在没有遮

蔽的区域，该区域直到帕洛玛天图的极限都是空的。这些源的logN－logS关系也有陡削的斜率，由于这一点以及其它一些原因，威尔戎认为它们是类星体。另一方面，玻尔顿也认为有理由相信它们是射电星系。这个争论显然和射源计数的问题有联系，但现在仍未得到解决。

现在我们必须试图解释为什么类星体的logN－logS关系会有陡削的斜率。这个问题不能离开类星体的本性和方位的问题。这里似乎有两种最大可能性：

(i) 如课类星体全都是宇宙学天体，则其陡削的斜率或者是由于其分布具有大尺度的不规则性，或者是由于演化效应。前一解释未必正确，如前所述，这是由于计数的各向同性。后一解释是完全合理的，因为大部分类星体都有很大的红移，并且可以指望会表现出演化效应。

(ii) 倘若所有类星体都是本地的和均匀分布的，并且它们的logN－logS关系是陡削的，那么，它们的红移就不可能是根源于引力的作用。理由是，引力红移仅只改变它们的有效绝对射电光度P；如前所述，2/3次方定律与P无关，所以我们指望它在这情况下也会如此。因此，红移一定是和一次本地爆发或多次爆发有关的多普勒位移。这样，logN－logS关系就会提供有关这些爆发的情况，并且与宇宙学不会有什么直接关系。

怀疑本地假说的理由已在第五章中讨论过了，所以我们事实上将接受宇宙学的假说，以及同它相关的类星体演化的观念。由于类星体的基本性质上的极其分散(图34和35)，logN－logS关系本身并不是对这些演化效应的一个很灵敏的探针。更有效的方法是把注意力局限在具有已知红移的类星体上。虽然可以利用的源数目减少了，但因此而得到的有关每个射源的额外信息，使我们可以进行更有把握的分析。现在我们就转向这样的分析。

类星体的数目与红移的关系

按照下一章所叙述的各种标准的宇宙模型，如果知道一个类星体的红移，我们也就知道了它的距离。然后我们对每种模型可以提出这样的问题：具有已知红移的类星体在空间是否是均匀分布的？如果不是，如果我们继续不考虑我们的位置是处在一种本地不规则性之内的观念，那么我们就会确信系统的演化过程正在发生着。这种演化当然会和我们从 logN－logS 关系导得的结果相符。

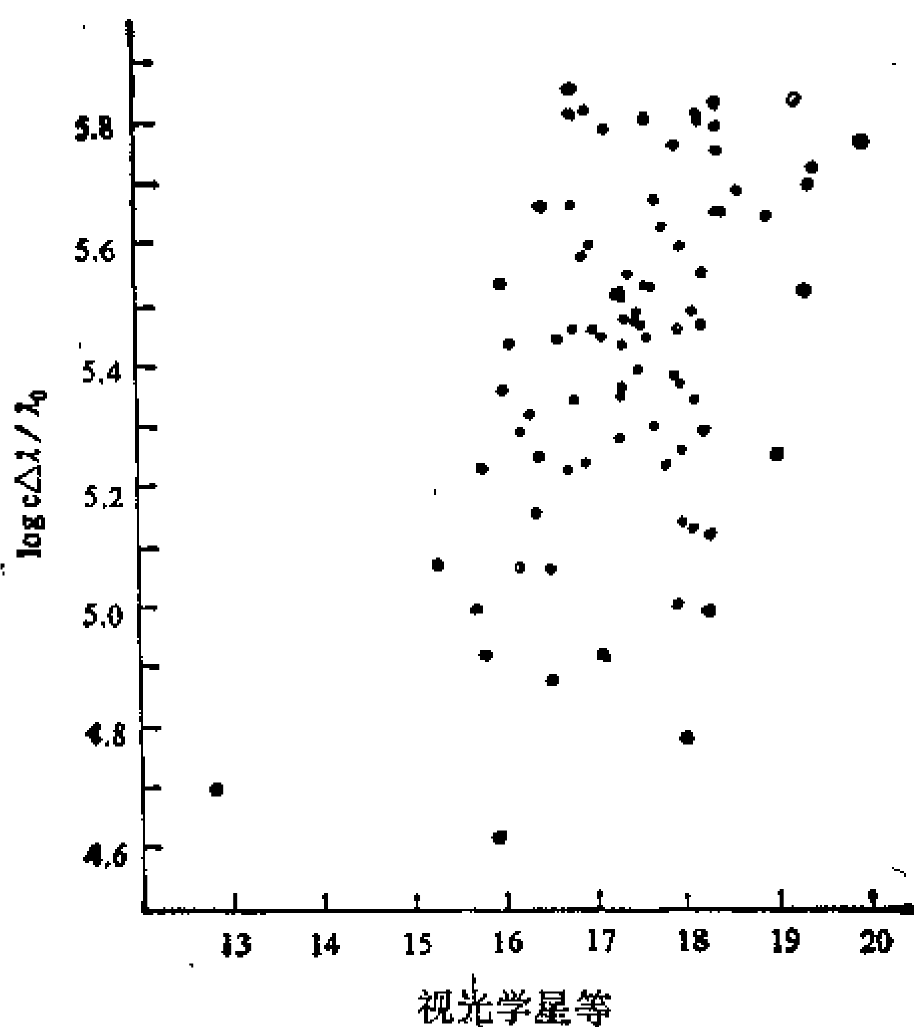


图 34. 类星体的红移-视光学星等关系。

在进行这种分析时，我们必须十分小心，免得被实验天文学家吓人的东西引入迷途，受选择效应的妨碍。换言之，对我们用来进

行分析的数据，也许并不是真正有代表性的。观测者也许有意无意地选择了一特殊的性质来研究类星体，以便使工作简化，或者使它更令人感到兴趣。对统计学讨论来说，重要的是要有一个不偏不倚的研究对象的样本，或者至少要能对我们事实上已经引进来的选择效应进行充分的校正。

这个问题对于分析类星体的空间分布特别尖锐，因为射电选择效应和光学选择效应都出现在数据中。为了尽可能减小射电选择效应，我们仅局限于研究增订的3C星表，据信它在178兆赫处直到9个流量单位都是完全的。在这些射源中，有四十个红移已知的类星体。为了尽可能减小光学选择效应，我们再加以进一步的限制，只研究那些比18.4的视星等更亮的类星体。根据施密特，增订的3C星表的光学证认直到这一星等基本上是完全的。这

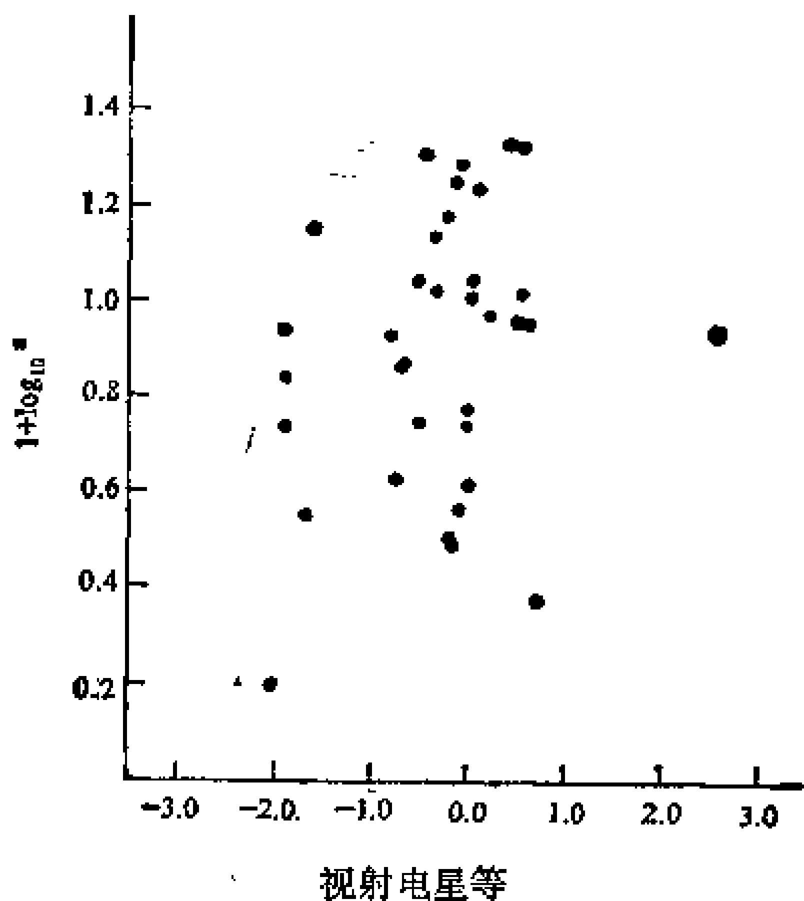


图35. 类星体的红移与视射电星等的关系（$m_R = 0.00$ 相应于 $S = 10^{-25} wm^{-2} Hz^{-1}$）。

就留给我们33个源的例样，我们可以认为它直到一个已知极限的射电星等和学光视星等都是完全的。

让我们现在取一个特殊的宇宙模型。这样对这33个源中每个源我们求出最大红移值，该值的性质是，若该源取此最大红移，它仍应包括在我们的整个样本中。这样做时，必须考虑到每个源的可见光谱和射电光谱之间的差量，因为我们是在固定的光学频带和射电频带进行观测的，也就是在不同的发射频率处观测的，从而发射依赖于红移。每个源的最大红移可以告诉我们它能够并且至今还包括在我们例样中的最大空间体积V_m。如果这些源是均匀分布的，它们就有同等可能处在我们周围$\frac{1}{2}V_m$体积之内或之外。倘若如此，每个源观测到的红移所对应的体积V就应当满足V/V_m的平均值等于1/2的关系。

这项试验已经由施密特完成了，他发现33个源中只有6个的V/V_m小于1/2，并且其平均值对于第八章中所有的宇宙论模型都接近为0.7。换言之，同均匀分布相比，在大红移处存在着类星体的增多。这种偏差的含义及其大小均与类星体的$\log N-\log S$关系中的过陡相符。

施密特的结果表示演化速率很大。扣除了与宇宙膨胀有关的拥塞效应之后，施密特发现在红移量为1处，类星体的空间密度约比我们本地的空间密度大一百倍。在1.5红移处，这个比例是在300到800之间，具体数字要看哪一种宇宙模型正确。(稳恒态模型当然同这些结果不相容，如果我们对它们的解释是正确的话。)

在大红移处存在着类星体过多的进一步证据，系来自布拉赛西最近的工作。如第五章中所述，布拉赛西发现根据类星体的红外超可以很容易地把它们从蓝星中挑选出来。他现在用这种方法选择出了许多天体群。一俟它们的红移量得已确定，我们就能只

用 logN－logS 关系来分析它们。事实上大多数源在射电波段都很微弱或不易探测到，所以布拉赛西在研究 logN－logS 关系时把 S 取为它们的视光度。他发现了今天已经熟知的结果，即这一关系有一约为－1.8 的陡削斜率（这里的射电单位是用来表示光学星等）。这个结果表示类星体空间密度的演化速率或多或少与它们的射电属性无关。

类星体属性的这种演化，显然有着重大的宇宙学意义。它提供了第一个明确的证据，说明过去的宇宙是和今天不同的。我们自然想要接下去解释这种特殊的演化属性。可是，在现在，这还是一个悬而未决的问题。尽管已经提出了一些值得注意的想法，我们还是完全不了解为什么类星体的空间密度会随着时间迅速变化。

类星体可能的大尺度成团

我们现在想完全试探性地讨论一下类星体象星系那样在星团中出现的可能性。因为各向同性的问题，这样的成团本身不能解释反常的 logN－logS 关系，但它还是可能存在的。理由是，关于源各向同性的研究只是用极限的射电流密度来确定的。由于绝对光度的巨大弥散，这些源包括邻近的弱源和远距离的强源，所以观察到的各向同性实际是和在极大的距离范围上（对于射电星系和类星体）所取的某种平均结果有关。因此成团现象也许确实是存在的，不过由于上述的平均过程而被平均掉了。显然，测试成团现象的一种比较有效的方法就是在很小的红移范围内选择一些射源，看看它们可能达到的天空部分是否是无规分布的。

这种方法事实上已在 1966 年由斯特里特迈特尔（P. Strittmater），福克勒（J. Faulkner）和瓦迈斯耐（M. Walmesley）做过了，但他们没有考虑成团的问题。他们指出具有大红移的类

星体似乎不是无规分布的。红移量 $z>1.5$ 的类星体主要局限在两个区域内，一个靠近北银极，另一个是在南银半球。这些星群的直径各为30°左右。中间Z值的类星体也表现出各向异性的分布，但角直径较大。最后，对于低Z值的类星体，则没有明显的各向异性(参阅图36)。近期的红移数据已冲淡了此图意义，但仍未完全丧失其启发性作用。

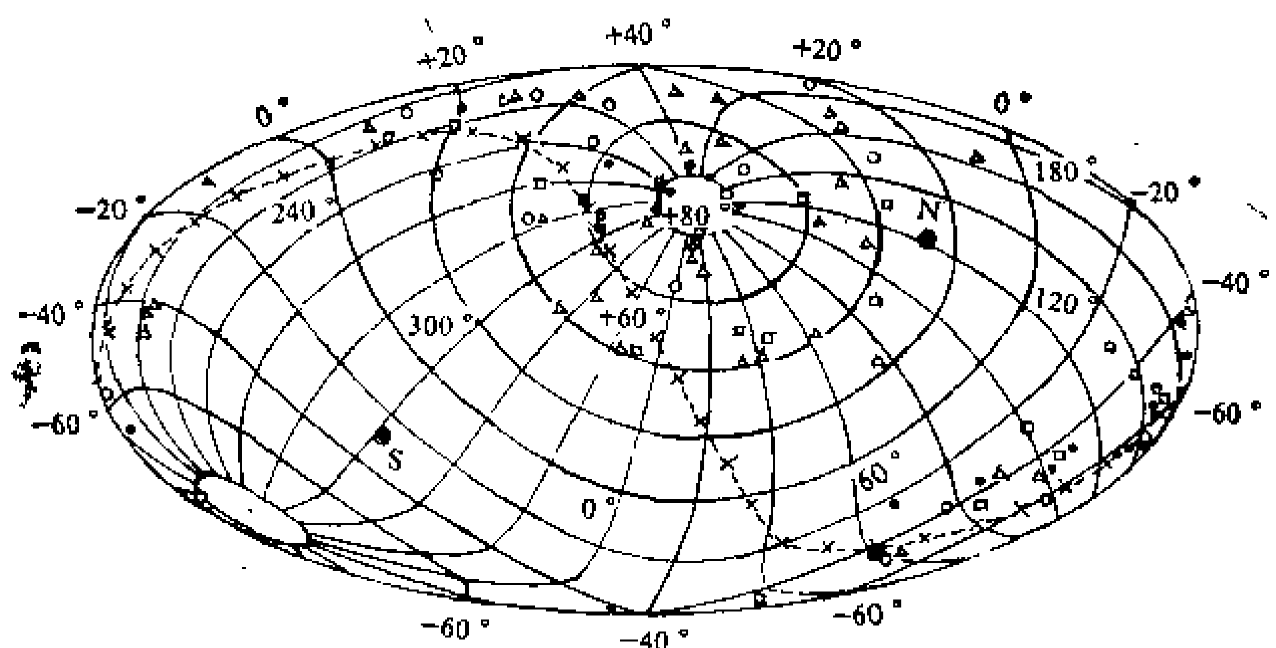


图36. 类星体在天空银道坐标上的分布。N 和 S 指地球的北极和南极，虚线代表地球赤道在天空的投影。●点代表 $z>1.5$；○，$1.5>z>1$；△，$1>z>0.5$；□，$z<0.5$。

(摘自Geoffrey Burbidge 和 Margaret Burbidge 的"Quasi-Stellar Objects". W.H.Freeman and Company.Copyright©1967.)

最早的一个想法是，这结果是由于选择效应所致，大多数天文学家可能都相信是如此。可是，斯特里特迈特尔，福克勒和瓦迈斯耐能够证明，较明显的选择效应至少是无关紧要的。既然新的红移数据不断被取得并被加到这个图中去，所以与其去寻找某些更复杂的选择效应，似乎倒不如等一等，看看这个趋势是否可以保留。这里，问题的论点只是，如果这个趋势仍保留，其结果就会是很有兴趣的了。

这个趋势的发现者似乎认为在两个确定的方向是两个确定的类星体群，换言之，认为类星体的分布有着显著的各向异性。他们提出，如果这种趋势为进一步的观测所证实，那么，或者是(a)：对于 $z\sim1$ 宇宙是各向异性的，或者是(b)类星体不是位于宇宙学的距离。从宇宙微波辐射背景的高度各向同性(第16章)看来，可能性(a)现在好像靠不住。但是，可能性(b)连同其在两个优先方向上一次爆发的意见，要是没有本地假说所碰到的其它困难，在动力学上会是合理的。

幸运的是，这种趋势如果得以保留的话，还有另外一种可能的解释，即用不均匀性而不是用各向异性来解释。在相当于红移约为1的尺度上，即距离约为2000百万秒差距的尺度上类星体表现为星团的形式，这是可能的。因为类星体平均地说相距约为100百万秒差距，它们成团的这一假定的尺度与分离的尺度相同，这一点和星系的成团或超成团的情况差不多相同。

这样就自然地把类星体的成团(如果这种成团现象确能被发现的话)和宇宙物质分布的大尺度不规则性连系起来，类星体空间密度的作用就好象是一个物质密度的探针。这就引起一个问题：在大于1000百万秒差距的尺度上考虑宇宙的密度涨落是否合理呢？这是一个难以回答的问题，因为甚至连宇宙间存在的小尺度涨落(星系与星系团)的根源，我们都还不了解。然而，这也许有助于探讨关于这些小尺度涨落哪些是已知的，或合理的推测。这方面的情况可用很近似的整数数字综合列于表3中(表中假定宇宙现在的平均密度为 10^{-30} 克厘米$^{-3}$)。

表3　宇宙中观测到的成群团现象

尺度	天体	密度对比($\delta\rho/\rho$)
30千秒差距	星系	10^5
1百万秒差距	星系团	10^3
30百万秒差距	超星团	10
1000百万秒差距	?	?

在大约1000百万秒差距的尺度上应当存在着类星体星团，其密度对比比方说是二比一，这似乎是没有疑问的。而且，从表中多少可以看出涨落是随着宇宙膨胀而发展的，这表示最大的涨落和较小的涨落比较起来受幅射粘滞性的阻尼小些。这样，分析大尺度涨落的观测现象就完全合理了。可是，在这一分析能顺利完成之前，还得有待于更多类星体的发现，以及确定它们的红移。

讨论这一可能性的进一步理由，是它和宇宙微波辐射背景的角分布（第十六章）有着值得注意的关系。倘若大尺度的成团存在，它在这一背景中就会导致各向异性。理由是，如果背景辐射来到我们之前要通过一个星团，它就会经受引力红移、由于星团随同宇宙膨胀，它进入星团时的势能就和离开时有所不同。这一红移在不同的方向会有不同，因为星团的排列会与方向有关。正如第十六章所述，背景的有效温度与红移密切有关，因此这温度也会依赖于方向。目前对背景温度角分布的测量还不十分精确，不足以提供我们所需要的信息。我们面前仍然有着诱人的前景，这方面进一步的观测研究也许可以给我们提供有关宇宙物质大尺度分布的全新的信息。

八、宇宙模型

引言

我们现在面临着一项艰巨的任务，就是要建立一个理论框架，把有关膨胀宇宙的种种观测事实纳入其中。处理如此复杂的大量材料，其技术上的困难是可想而知的，但使得理论宇宙学如此激动人心而又遭受挫折的，却是概念上引起的困难。其中有些困难是明显的。因为我们是在探讨一个非常巨大的系统，它跨越成千个百万秒差距的距离和以京年计的时间，我们必须提出这样的问题：已知在此时此地充分有效的物理学定律是否具有普遍意义？不仅在很远的距离和很久的时间以前，而且在一个当时具有很不相同的面貌的宇宙中，它们是否是一样的呢？即使我们作为一个行之有效的假设承认这些定律是普遍的，也产生另一个问题。事实上我们能否肯定，足够精确的局部规律能够在很大的尺度范围内应用它们而不带来明显的误差？这就是微观物理（原子和原子核物理）中所产生的那个问题的宏观表现。适用于象人那样大物体的定律如果未经修改，在原子尺度上并不适用。反之，原子定律适用于象人那样大的物体，但其有代表性的特征中，有许多是考虑大量原子时的平均结果。不过，原则上可以设想，足够精确地和详细地研究象人那样大的物体，也可从中导出原子定律。

我们研究宇宙时产生同样的问题。在实验室规模上也许是很微小的影响，在宇宙规模上就可能起着支配作用。这样，我们就要把那些局部说来可以忽略不计、而在解决大范围问题时可能有决定性影响的小项加到物理学的基本方程中去。一个我们将要遇到

的例子就是所谓的宇宙常数。在对宇宙的行为缺乏很详尽的知识之前，我们有否可能碰巧用了正确的方程去描述它呢？我们所处的境地，就好像物理学家们在本世纪开始时试图完全用牛顿力学来描述原子的行为那样。

这似乎还不够，当我们不单单是把宇宙看成一个很大的系统，而是进一步把它看成其中所存在事物的总体时，就产生难以解决的困难了。如果这总体是一个正统概念，这就和我们通常所用的物理学方法表现有两个区别。首先，我们所研究的这个系统不是浸没在一种周围环境之中，而对某一给定的问题，系统的性质被认为是取决于外界的情况的。例如我们若是研究恒星的形成，我们就认为星际云或至少星系是存在的，它们的性质有助于确定恒星的性质。相反，作为整体的宇宙是自容的，它所有的性质似乎都得要由它本身来说明。

还有第二个途径也可以达到同样的结论，即考虑这样一个事实：作为整体的宇宙是唯一的。我们可以把它的情况同地面上抛射体的情况作一有用的对比。我们知道，这样的抛射体可向任何方向发出，其可能的速度有一很大范围。因此抛射体所遵从的定律一定要有足够的灵活性，以便基本上允许所有的方向和速度都能在实际中产生。任何真实的弹道都没有基本的意义，只有全部轨道的共同性质（例如抛物线轨道）才有基本意义。然后把这些共同的性质纳入物理学定律。在数学上，物理学定律是用微分方程来表示，而每种情况的特点则通过适当的选择初始或边界条件来表示。

相反，我们没有可资利用的许多宇宙，如有些是膨胀的，有些是收缩的，有些比别的更不均匀等等，根据观测可以确定它们的共同性质，从而将其纳入自然界的定律中。我们只有一个宇宙，所以这时重要的事是这种个别现象的实际情况。因此自然界的定律必

须这样来表述：它们只和真实的宇宙有关，按定义其它的宇宙是不可能存在的。换言之，我们只能寻求一种理论，它描述所有实际发生的现象，而不能描述未发生的现象，一种任何事都不受禁戒的理论是牵强的。

这种严格的理论迄今尚未发现。例如，广义相对论是迄至目前所提出来的关于空间、时间和引力的最好理论，我们将看到，这个理论与宇宙史的无限多种不同的可能性或模型都相容。无需说，这些模型中至多只能有一个是正确的，所以这个理论所容许的种种可能性不是都能在大自然中实现的。换言之，它是太广泛了。我们可用另一种方式提出这个问题。没有理论时，任何事都可能发生。如果我们引用一个不充分的理论，可能发生的事仍很多。足够有力的理论至今尚未发现。

还有另一个更值得引起注意的问题，这就是在基本粒子物理和宇宙学之间有着直接连系的可能。除了一般的理由所预料到的这样的连系之外，还有一个特殊的理由，即在原子的量和宇宙学的量之间数值上极为一致。这些一致之处将在本章结尾加以讨论；这里我们只指出，它们包括电子的电荷与质量、光的速度，引力常数和哈勃常数等。

在最近的 40 年间，曾对这些深奥的问题提出过许多解决办法。尽管它们当中没有一个能取得很大成功，但它们有着重大的理论意义。虽然如此，本书并不打算描述它们。我们将采取一种极为实用的观点，并且仅仅假定局部范围建立起来的定律在任何地点和所有时间都照常有效而毋需加以任何修改。我们承认由此所带来的困难。例如我们将试图确定宇宙在极为密集时所呈现的初始状态，而不试图去解释为什么会呈现这些状态。我们还打算尽可能用已知的定律去理解上述的数值上的一致。目前采取这种实用观点是有其很好的理由的。我们曾在本书序言中强调过，宇

宙学家现在正面临着大量新的观测事实，这些已被收集到他们的系统中。首要的问题应当是：这些观测事实能用已知的物理定律解释吗？当问题正处在解答过程中，而新的观测事实确实仍在不断出现时，这就不是要解决重大原则性问题的时候了。我们希望，当我们已经仔细了解了这些观测的意义，并且从新的有利地位去观察宇宙时，这些原则性问题是能得到解答的。

巨大气云的牛顿力学

为了给我们理解相对论性的宇宙论铺平道路，我们来考察一下大气云的牛顿力学。牛顿的理论不仅在数学上比较简单，而且它能导出许多基本上和相对论相同的结果，这是米恩 (Milne) 和麦克克雷 (McCrea) 在 1934 年发现的。气云和组成宇宙的星系与类星体这两方面之间的密切关系是无须仔细说明的。我们可以把星系与类星体或者看成是气体粒子群，或者看成是一种实际的星系际气体（原子或离子气体）中局部的凝聚状态，这种凝聚状态所起的作用是作为平均运动的标志，也许还是其整个邻近的平均气体密度的一种标志。

不应当把气云看成无限大的，这一点是重要的。牛顿曾发现他的力学和引力理论在应用到无限大的系统时就陷入困境了。例如，这系统中所有的物质在某点产生的引力势能会是无限大的。这个困难在广义相对论中并不出现，不过在牛顿理论中，如果把气云体积看作很大，但是有限，就可以避免这一困难。避免它的另一办法是上个世纪由诺埃曼 (C. Neumann) 和西利格 (H. Seeliger) 提出的，他们在牛顿的万有引力中附加了一项排斥力，它只与粒子到原点的距离成正比，而与物质的物理属性无关。按照我们不修改物理定律的基本思想，我们这里将不采取这种办法。

巨大气云和无限大的气云之间有一个重要区别。巨大的气云

具有单一的中心，而无限大的气云则没有。我们并不真正想要这样挑出一个特殊点，我们可以尽量缩小有这一点的影响，办法是使气云直到边缘都是均匀的，对其中心各向同性的，并且比迄今所能量到的距离都要大得多。在这情况下，我们所能探测到的任何星系或类星体，本身都可以看成是以任意高的精密度被一个均匀而各向同性的宇宙包围着。归根结底，我们决不可能根据观测把一个无限的宇宙和一个适当地大于迄今所能探测到的任何距离的有限宇宙区分开来。因此，我们所作的这个有争议的假定与其说这系统是有限的，倒不如说它是均匀的各向同性的。目前我们可以认为这些假定对理论问题的初次接触是有用的。它们与观测相符的程度以及这种相符的原因，则将在以后讨论。

均匀性和各向同性的假定，不仅使得气云的观测区内的任意一点都可作为中心，而且还可以大大简化任何一个随气云运动的观测者所看到的气云运动。事实上，在共动观测者看来，一个粒子在径向矢量 $\mathbf{r}$ 处的速度 $\mathbf{v}$ 由下列的简单关系描写。

$$\mathbf{v} = f(t)\mathbf{r} \tag{1}$$

式中 f 是时间 t 的任意函数。这样，在一给定的时刻，相对于任一共动粒子说来，粒子的运动满足一线性的速度一距离关系，这个关系我们曾把它称之为哈勃定律。这个结果表明，均匀性和各向同性的假定是如何有说服力。当然，我们可以认为这个线性定律是某个更复杂定律的一级近似，但它对我们所观测到的事实说来，似乎是一个合理的近似。事实上，当我们在足够大的距离之外检验它，使得 r^2 的项也许变得重要起来时，我们必须考虑到这样的事实：我们现在所能回顾的时间中，量 $f(t)$ 不能再被当成是常数了。这样我们就可以稍微修改一下 f，用来代替非线性的小项。

为适用进一步的发展，可对速度定律(1)取积分，从而得到粒子在时刻 t 的位置。结果是

$$\mathbf{r}=R(t)\mathbf{r}_0, \tag{2}$$

式中 R(t) 通过下列方程与 f(t) 相联系：

$$\frac{1}{R}\frac{dR}{dt}=f(t) \tag{3}$$

对(2)式取微分并与(1)式比较，就不难看出这一关系成立。(2)式中的 r_0 是粒子在某一标准时刻 t_0 的位置，于是

$$R(t_0)=1$$

由(2)式可见，与均匀性和各向同性相容的仅有的可能运动，就是均匀的膨胀或收缩，是一种简单的增加或减小。为简化记法，(3)可写成如下形式：

$$\frac{\dot{R}}{R}=f(t)$$

$$=\frac{1}{\tau(t)}$$

所以

$$\mathbf{u}=\mathbf{r}/\tau \tag{4}$$

注意，哈勃常数 τ 与 $\mathbf{r}$ 无关(此即哈勃定律所指出的)，但依赖于 t。

迄今我们都是没有用牛顿的第二运动定律或其万有引力律来处理的。一切都只是由于我们的对称性假定而得到的结果，并且直到这里，我们可以认为这些结果是运动学性质的。它们表明整个气云的运动仅仅取决于一个时间的任意函数。要更细致地确定这个函数，就必须引入动力学的考虑。这个问题可以通过下述的著名的牛顿力学结果而大大简化：在一均匀各向同性的系统中，作用在一个相对于中心位于$\overline{\mathbf{r}}$处的粒子上的引力，完全是由那些比该粒子更靠近中心的物质产生的。这球体之外的物质的作用，则由于对称性而相互抵消了。我们可以应用这一点得到一个从中心来看的气云动力学的简单结果，并且可以应用关系式(4)，把这个结果转用到观测区之内的任何其它中心上。这样，我们就避免了所有相互之间有加速度的共动观测者是否都代表惯性参考系这个棘

手问题。

牛顿定律导致比例因子 $R(t)$满足下述方程：

$$R^2\ddot{R}+\frac{4\pi}{3}G\rho(t_0)=0, \tag{5}$$

式中 G 是牛顿引力常数，$\rho(t_0)$ 是气云在标准时刻 t_0 的密度，由于物质守恒，它满足方程

$$\rho(t)=\frac{\rho(t_0)}{R^3(t)}, \tag{6}$$

这是因为$R(t_0)=1$。R 的动力学方程(5)直接指出，气云不可能是静止的 ($\dot{R}=\ddot{R}=0$)，除非$\rho=0$，这在直观上是明显的。由此可以预言，宇宙在其近似均匀的尺度上要作膨胀或收缩的对称运动。事实上，用相对论语言表示的这个结果，在哈勃定律从观测上得到确立之前，就已经严格地从广义相对论推导出来了。乍一看来，一颗恒星或行星似乎至少是准静态的，是一个反例。然而，这时重力要为一种压力梯度所平衡，而这种压力梯度在一均匀系统中是不可能存在的。总之，为使宇宙稳定所必需的巨大压力梯度，事实上显然是不存在的①。

幸运的是，$\ddot{R}$的方程是易于积分的，由此即可得到膨胀或收缩率$\dot{R}$的动力学方程。为了完成这积分，我们将(5)式乘以 $\dot{R}/R^2$，于是积分后得到方程

$$\dot{R}^2=\frac{8\pi G\rho(t_0)}{3\quad R}-k。 \tag{7}$$

式中 k 是积分常数；它是粒子总能量(动能加势能)的量度。由于我们所选取的 k 的符号不同(它是约定的)，气云可以是引力束缚的或非束缚的，要看 k 是正还是负。当 k 等于零时，动能和势能相等而相反，这时气云恰好能膨胀到无限。我们现在更详尽地考虑

---

① 而且在相对论中，压力对引力场有(正的)贡献。在普通的恒星中，这一贡献可以忽略不计，但是，初看起来也许能使宇宙稳定的压力梯度，实际上会使有效的重力增大。

一下这三种情况。这样做是值得的，因为在相对论中标度因子 R(t) 满足同样方程，虽然这时常数 k 有着稍微不同的含意。

(i) $k=0$，在这种情况下

$$\dot{R}^2=\frac{8\pi}{3}\frac{G\rho(t_0)}{R},$$

当 R 趋向无限时，$\dot{R}$ 趋向零。$\dot{R}$的这一方程可以积分，而给出 R 显含时间的关系。我们可求得

$$R\propto t^{\frac{2}{3}},$$

式中比例常数是$\left\{6\pi G\rho(t_0)\right\}^{\frac{1}{3}}$。R(t) 的曲线表示在图 37 中。在相对论中，这个关系代表了著名的爱因斯坦-德西特(de Sitter)宇宙模型。

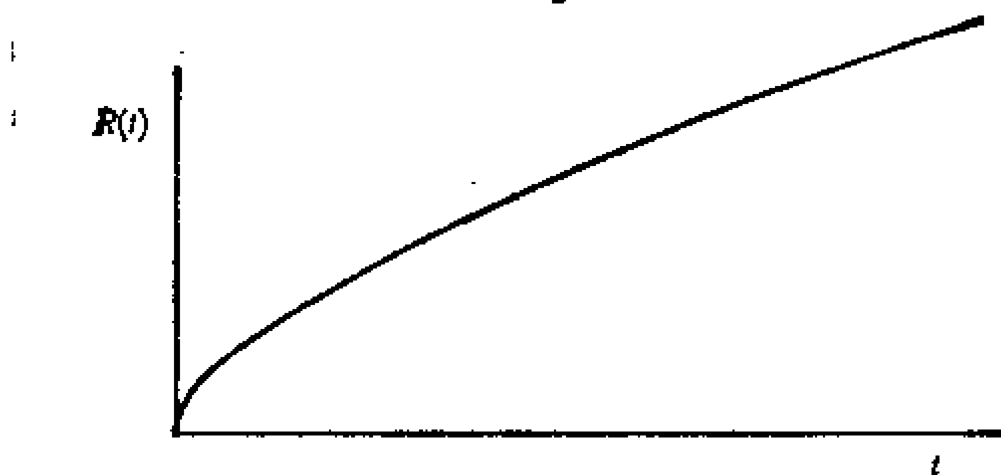


图 37. 总能量等于零的牛顿模型或压力和空间曲率等于零的相对论模型(爱因斯坦-德赛特模型)中的宇宙标度因子 R(t)。

(ii) $k>0$，在这情况下气云是引力束缚的，它向外膨胀到最大的体积 Rmax，最大体积相应于 $\dot{R}=0$，即

$$R_{max}=\frac{8\pi}{3}\frac{G\rho(t_0)}{k}$$

然后，运动反过来转向坍缩。这一运动的坍缩阶段，是关心恒星形

成的天文学家所熟知的，因为他们对于从静止转向坍缩的有限气云是感兴趣的。(7)式的解很简单，可求得 R(t) 的曲线是一旋轮线，如图 38 所示。这表示一个振荡的宇宙，虽然并没有什么正当理由证明在此振荡上还附有另外的周期，象某些作者所说的那样。我们以后再回到如何正确处理奇点 $R(t)=0$ 这个难题上来。



图 38. 引力束缚模型的宇宙标度因子。

(iii) $k<0$。在这情况下

$$\dot{R}^2=\frac{8\pi G\rho(t_0)}{3R}+(-k)\quad(-k \text{ 是一正值常数}) \tag{8}$$

因此当 R 趋向无限时，膨胀率 $\dot{R}$ 趋向一个非零的正值。换言之，粒子有着过量的动能，并且当气云无限大和无限稀薄时，它们仍然继续散开。可惜 (8) 式不能积分为简单的几项，但 R 与 t 的依赖关系对小 t 和大 t 都比较简单。对于小的 t，R 是小的，(8) 式右端第一项远大于第二项。这就给出和 $k=0$ 的情形(i)中相同的方程，即有

$$R(t)\propto t^{\frac{2}{3}}\ (\text{小}\,t)$$

对于大的 t，R是大的，第二项占主要。于是方程积分后得出

$$R\propto t \qquad (\text{大}\,t)$$

这相当于大 t 时膨胀没有加速，引力可以忽略不计。R(t) 在全部 t 域上的概图示于图 39 中。

现在我们考虑这些模型在观测上的某些特性，看看其中哪一

个最适合现实的宇宙。

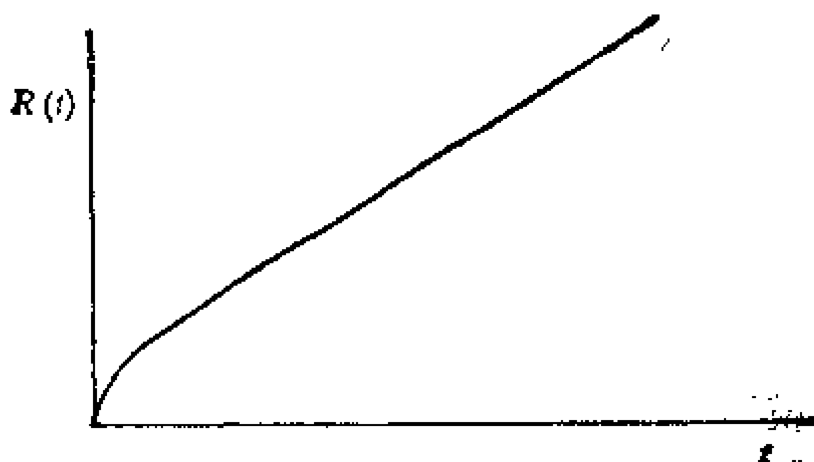


图 39. 引力非束缚模型的宇宙标度因子

(a) 膨胀率　我们已从(4)式看到，哈勃常数 τ 由下式给出：

$$\tau = R/\dot{R}$$

倘若我们选现在的时间为标准时刻 t_0，则 R 的现在值等于 1，而 τ 的现在值是 $1/\dot{R}$。这样我们就知道 R (t) 的斜率现在大约是 $(10^{10}年)^{-1}$。

(b) 宇宙现在的年龄　图 40 以几何形式表明 R 等于零时过去的时间，我们可以把它称为宇宙的年龄，它在所有的模型中都小于 τ。这在物理学上是明显的，因为宇宙由于其自吸引的缘故〔见以下(c)〕，在过去膨胀得更快。在爱因斯坦-德赛特模型(k = 0)中我们有 $R \propto t^{\frac{2}{3}}$，所以

$$\tau = \frac{R}{\dot{R}} = \frac{3}{2}t$$

用 $\tau \sim 10^{10}$ 年，我们就有 $t \sim 6.7 \times 10^9$ 年，它略小于银河系中最老恒星的年龄，而极为接近太阳的年龄。如果使哈勃常数的实际数值略大于 10^{10} 年，就会避免这个时间尺度引起的困难。由于确定哈勃常数极为困难，这样一种修正决不能加以排除。

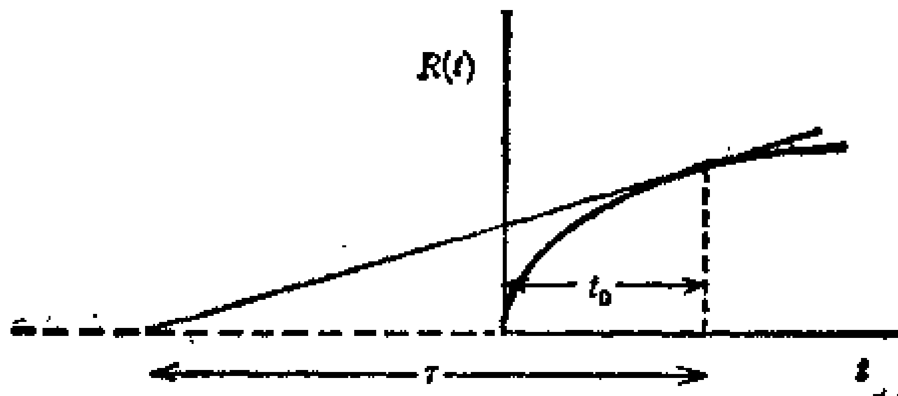


图 40. 宇宙的年龄 t_0。总是小于哈勃常数τ(它由 R(t)曲线的正切决定)。

在振荡模型中(k>0),$t<\frac{2}{3}\tau$,时间尺度的困难甚至更坏。相反,在不断膨胀模型中(k<0),当现在密度 $\rho(t_0)$ 降低时 t 就更趋近 τ,重力的影响相应减小,而近似式 $R\propto t$ 从更早的起始时间就有效。如果将来的工作证实了现有哈勃常数的数值,这就是一个会得到支持的模型。

(c) 减速参数 在我们的所有模型中,由于自引力作用,宇宙的膨胀是减速的。减速度的大小提供了自引力大小的一个有用的量度,因而也是物质密度的有用量度。减速度主要是 $-\ddot{R}$,但为方便计我们这样来定义它:它与我们令 $R(t_0)=1$ 的时间 t 无关,因此它也是无量纲的。考察量 $-\ddot{R}/R$ 就可达到第一个目的。这个量的量纲为(时间)$^{-2}$,所以为了得到一个无量纲的量,可用 $R^2/\dot{R}^2$ $(=\tau^2)$乘它。这样,我们就取下式作为减速参数 q 的定义:

$$q=-\frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2}$$

这是一个纯粹运动学的定义。如果我们采用动力学定律(5)和(6),并利用(4)式就得出

$$q=\frac{4\pi}{3}G\rho\tau^2 \qquad (9)$$

它指出用 q 去度量物质密度 ρ 的方法。一般地说,q 是随时间变化的,但一个值得注意的例外是爱因斯坦-德塞特模型(k=0),在

这一模型中，$R\propto t^{\frac{2}{3}}$，故在所有时刻都有$q=\frac{1}{2}$。事实上我们有如下的关系：

模型(i) $(k=0)$ $q=1/2$,

模型(ii) $(k>0)$ $q>1/2$,

模型(iii) $(k<0)$ $0<q<1/2$

(d) **密度** 如我们刚才所看到的，它和减速参数有密切的关系。

模型(i)$(k=0)$。这时有 $q=\frac{1}{2}$，因此由(9)式，

$$\frac{8\pi}{3}G\rho\tau^2=1$$

因此，这种模型具有这样一个重要性质：只要哈勃常数的现在值已知，即可确定现在密度的数值。取 $\tau=10^{10}$ 年，我们就有

$$\rho=2\times10^{-29}\text{克}\cdot\text{厘米}^{-3}$$

这个数值已在许多关于宇宙成分的天体物理研究中提到过了。它引起特别的注意，是因为星系中已知物质的平均密度 ρg 一般说要比这个数值稍为小些。事实上，根据目前的估计(第三章)，

$$\rho_g\leqslant\sim10^{-30}\text{克}\cdot\text{厘米}^{-3}$$

这一差异曾引起许多有关"下落不明的物质"(如果它存在的话)的性质的推测，特别是关于星系际空间可能含有一种密度为 $\sim2\times10^{-29}$克·厘米$^{-3}$的气体的推测。这些问题将在第九章和第十章中加以讨论。

模型(ii) $(k>0)$。在这种模型中，重力是主要的，现在密度超过临介值 2×10^{-29} 克·厘米$^{-3}$，这就加剧了"下落不明的物质"问题。它还会遇到前述的时间尺度方面的大部分困难。

模型(iii)$(k<0)$。在这种模型中，重力除了在最早的阶段外并不怎么重要，现在密度可以是小于临界值 2×10^{-29} 克·厘米$^{-3}$

的任何值。当然，星系观测给出的是密度 ρ_g 的下限，如果它接近实际的密度，减速参数的现在值 q_0 就会 $<\frac{1}{40}$，这比爱因斯坦-德赛特模型所预料的数值 $\frac{1}{2}$ 要小。因此，宇宙现在的膨胀率与将来的膨胀率应近似相同。这样一种模型的优点就是宇宙的现在年龄接近为 τ，所以最接近于解决时间尺度上的困难了。

以上我们完成了关于巨大气云的牛顿力学的讨论，读者将会注意到一个很重要的省略。那就是我们没有讨论过光在这些模型中的情况，因此关于红移、远距离射源的视亮度等等毫无交待——正是这些性质把观测和理论最密切地联系在一起的。这一省略的理由是，牛顿理论关于光的行为不能提供给我们一个令人满意的说明。虽然红移的相对论性公式是很简单的公式，可是，要想在牛顿的框架内把它推导出来，我们担心这可能是把牛顿的概念引伸得太远了。因此，除非用相对论来检验，其答案是毫不足信的。在这样的情况下，似乎就没有必要进一步研究我们这个过分简化的图象了。所以现在我们必须把注意力转到相对论性宇宙论上来。这个讨论一定变得更加数学化，如果读者对以下细节不感兴趣，建议他转到 146 页，那里扼要地叙述了我们所得到的结果。

相对论性宇宙学

广义相对论①与牛顿引力理论的不同，是在以下几个方面：

(i) 它建立在十个势而不是一个势（或电动力学中麦克斯威的四个势）基础上。

(ii) 它是一种非线性的理论，几个物体总的效应不是其各自效应的简单之和。

(iii) 压力和密度同样是引力源。

---

① 详细说明见本书著者的《广义相对论的物理基础》一书。

(iv) 它常用几何语言来表示，十个势给出了时空的度规性质，在引力场存在时，时空是弯曲的。

(v) 气云充满整个空间是没有什么困难的。

在这些不同点中，有些可能导致很大的数学困难，不过幸运的是，如果象我们在牛顿理论的讨论中所做的那样，加上均匀性和各向同性等有力的对称性假设，这些困难就可减至最小程度。单是这些对称性假设，使得度规（决定时空中相邻两点之间的四维距离）限制为如下形式：

$$ds^2 = c^2dt^2 - \frac{R^2(t)}{(1+\frac{1}{4}kr^2)^2}\left\{ dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right\},$$

这是由罗伯逊(H. P. Robertson)和瓦克尔(A. G. Walker)根据米恩的开拓性工作证明的。它和明柯夫斯基时空的狭义相对论度规之不同，仅仅在于这里出现了一个待定的比例因子$R(t)$和常数k。通常来说，这里的比例因子$R(t)$的确具有和牛顿理论中大体相同的意义。为了看出这一点，我们可考虑一特定时刻t_0的宇宙。于是我们有$dt=0$，而三维空间在时刻t_0的度规变为

$$ds^2 = -\frac{R^2(t_0)}{(1+\frac{1}{4}kr^2)^2}\left\{ dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right\}$$

在稍后的每个时刻t_1，我们会有完全相同的度规，但每个间隔ds会乘以一个因子$R(t_1)/R(t_0)$。如果这个因子大于1，间隔就随时间而增大，因而我们得到一个膨胀的宇宙。

可是，k这个量的意义在这里就稍有不同了。引力势能在广义相对论中是一个难以阐明的概念，因此最好是认为K决定着三维空间在任一时刻t_0的曲率。于是我们有如下几种可能：

(i) $k=0$。这时三维空间是欧几里得空间。特别地说，一个半径为r的球体的表面积是$4\pi r^2$。

(ii) $k>0$。在这情况下空间几何据说是球形的。事实上它是一球面上几何的三维模拟。在这一球面上，一个圆是与给定一点距离相等的所有点的轨迹，这距离要沿着大圆来测量（图 41)。这样一个圆的周长小于其半径的2π倍。两者之差当半径小时是小的，但当半径较大时，它变得显著大了，直到半径达到绕球体一周的四分之一长时达到最大。当半径更大时，周长又再变小，而当半径变为绕球一周的一半长时，圆周周长变为零（图 41)。同样，在三维球状空间中一个半径为 r 的球体的表面积小于 $4\pi r^2$，它随着 r 的增加而达到一最大值，然后再减小到零。其空间体积是有限的，事实上等于π^2R^3，所以它在 R 随时间增大时是增大的。

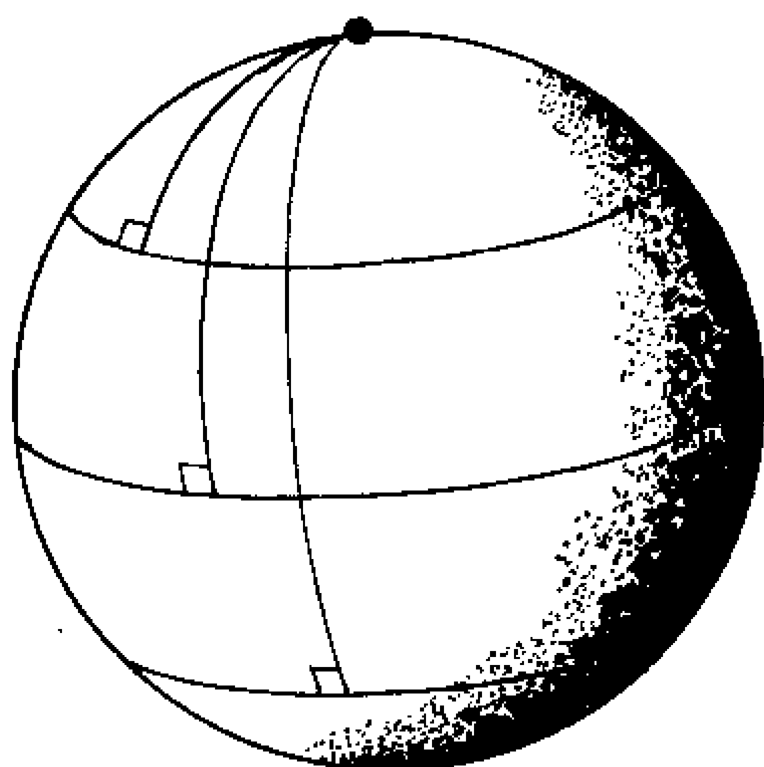


图 41. 球上一个圆的周长小于其半径(沿大圆部分测量)的 2π 倍。相应的几何是非欧几里得几何，并有正的曲率。

(iii) $k<0$。在这情况下空间几何是双曲线的。半径为 r 的球体的表面积大于 $4\pi r^2$。除了一些我们不必考虑的反常情况外，其空间体积是无限的。

我们的结果迄今完全是运动学的。它们对于作为时间的函数的R，未加任何限制，对R(t)和 k 之间也未规定任何关系。为了向前推进一步，我们必须应用相当于牛顿引力定律的相对论公式，即须应用爱因斯坦的场方程。在发现宇宙膨胀以前的一个时候，爱

因斯坦曾对他的场方程提出过一种修正形式，它容许宇宙是静止的（R＝常数）。外加的一项包括一个待定的常数（宇宙常数），适当地选择它的符号，它的作用就会是反抗自吸引的，因而容许有一个静止解。要获得这样的解所需要的这个常数的值是很小的，以致它出现在场方程中并不会破坏广义相对论和对太阳系的观测之间的一致。这是我们前面提到过的那种困难的一个例子，即局部定律可以予以修改，使其不致破坏它们同观测之间的一致，但在宇宙学的尺度上这样的修改却可能具有决定性的意义。按照本书的基本思想，我们将不把宇宙常数引入场方程中①。

在相对论中压力的作用表现为一引力源，鉴于这一点，我们现在就得仔细确定在宇宙中代表物质的气云的压力了。这一压力可以认为是包括了来自星系的固有运动、星系际气体（也许是热的）、辐射，以及星系际磁场和宇宙射线等方面的贡献。目前，同星系中物质的能量密度比较起来，这些压力作为一种引力源几乎肯定是不重要的。可是，我们暂且保留这压力P，把它当作一个未知的量，于是爱因斯坦的场方程便导致如下关系：

$$\dot{R}^2=\frac{8\pi}{3}G\rho R^2-k \tag{10}$$

$$2\frac{\ddot{R}}{R}+\frac{\dot{R}^2}{R^2}=-8\pi\frac{G\rho}{c^2}-\frac{k}{R^2}$$

其中第一式类似于我们的牛顿方程(7)，如果我们能像以前那样写成

$$\rho(t)=\rho(t_0)/R^3$$

(10)式确实就会与(7)式完全相同。可是我们应该记得，如果压力在膨胀时发生作用，这种作用将使能量密度发生变化，从而在相对

---

① 然而，有一种保留宇宙常数的可能的宇宙模型（勒梅特(Lemaitre)模型），近来在讨论类星体光谱中出现的 1.95 神秘吸收红移时，引起了人们相当大的注意。

论中，它将使物质密度ρ发生变化。所以这时我们为简单起见，定$p=0$。现在，如以 $R^2\dot{R}$乘(11)式，便得到

$$2R\dot{R}\ddot{R}+\dot{R}^3=-k\dot{R}$$

它可立即积分出为

$$R\dot{R}^2=-kR+\text{常数}$$

现与(10)式比较可知

$$\rho R^3=\frac{\text{常数}}{R}$$

所以 $\rho\propto 1/R^3$，这正是我们所要求的。这样，在零压力的情况下标度因子R所满足的方程为

$$\dot{R}^2=\frac{C}{R}-k$$

式中
$$C=\frac{8\pi}{3}G\rho R^3=\text{常数}$$

因此，尽管广义相对论和牛顿理论二者完全不同，只要压力可以忽略不计，标度因子 ρ 在两个理论中所满足的方程是相同的。这就是米恩-麦克克雷的理论。从而，模型的分类以及 R 与时间的关系在两个理论中是相同的，对这些问题就不必重复我们的讨论了。既然现在气云在所有时刻都充满整个宇宙，所以最好不要讲气云在$k>0$和$k<0$时是有界和无界的，而是要讲球状的和双曲线的空间，或者讲闭的和开的空间，或者振荡与不断膨胀的空间。

这里，下面谈及的两种模型不是无压力的。一种模型是辐射完全占主导地位，物质次之，辐射成为引力的主要的源。这也许正是我们自己的宇宙在早期阶段所处的情况，这个问题将在第十二章中讨论。这时压力不再可以忽略了，事实上它有 $p/c^2=\frac{1}{3}\rho$。将(10)式和(11)式相加就可消去ρ，从而得到

$$\frac{\ddot{R}}{R}+\frac{\dot{R}^2}{R^2}+\frac{k}{R^2}=0$$

如以前一样，在R充分小时可以略去 k，于是我们可以对此式取积分得到

$$R\propto t^{\frac{1}{2}}(t\text{ 小值})$$

这就是说与无压情况 [$R\propto t^{\frac{2}{3}}$(t 小值)]相比，这种宇宙膨胀得更快，因为辐射的压力作用于其自身的引力场，从而增加了重力的作用量。这就使得膨胀率增大，如果我们将时间观念逆转并考虑由此产生的坍缩率，这一点就是明显的了。

我们要提到的第二种有压力的模型，即$p/c^2=-\rho$，这就是说，它是一种张力，而非压力。相应的引力效应现在是斥力，事实上在这一模型中膨胀是加速的，而不是减速的。此外我们再取$k=0$，就得到所需要的模型。于是由(10)和(11)式可消去ρ，而得到

$$\frac{\ddot{R}}{R}-\frac{\dot{R}^2}{R^2}=0$$

或 $$(\ln \ddot{R})=0$$

因此 $$\ln R=t/\tau+b(\tau,b\text{ 均为常数})$$

以及 $$R\propto e^{t/\tau}$$

这一模型和我们前面几种的区别就在于，在有限的时间以前R并不趋向零(图42)。它就是著名的德赛特模型(不要同爱因斯坦-德赛特模型混淆起来，后者认为$R\propto t^{\frac{2}{3}}$，$k=0$)。这指数曲线是自相似的，即通过实际测量我们无法知道它是从哪一点出发的，它没有固定的原点。这就是为什么德赛特度规成了邦迪、哥尔德和荷艾耳的稳恒态理论基础的原因。在这种理论中，宇宙不是从一种密集状态演化到稀薄状态。理由是在 (10) 式中若令$k=0$，就会得到

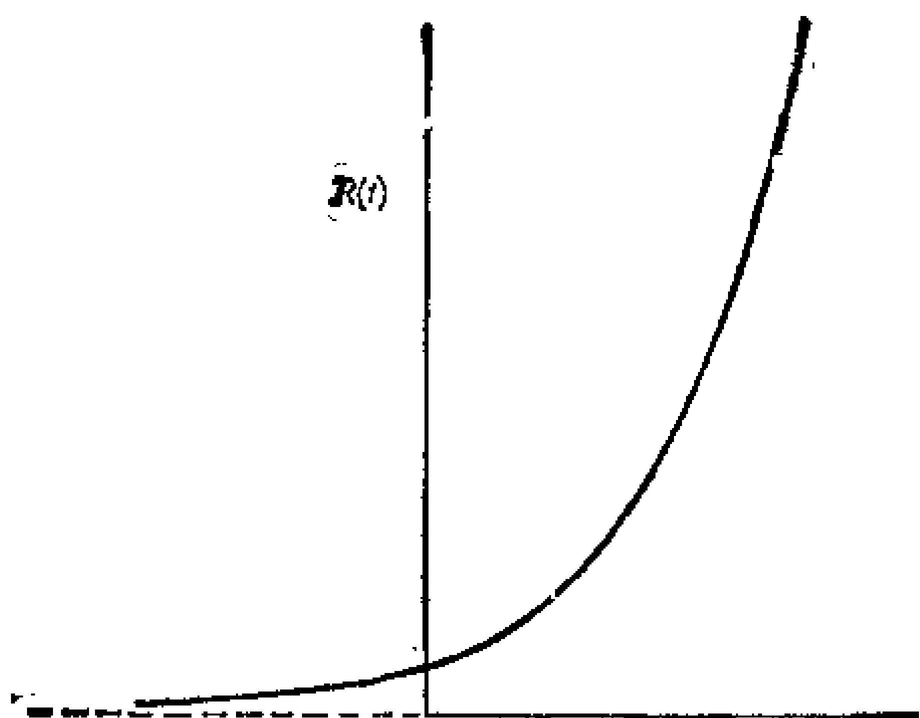


图 42. 德赛特(稳恒态)模型中宇宙的标度因子。

$$\frac{8\pi}{3}G\rho\tau^2=1$$

虽然这和爱因斯坦-德赛特模型中的关系相同，但有一个重要区别，即这里的τ与时间无关，因此ρ也与时间无关，而在爱因斯坦-德赛特模型中，$\tau\propto t$，$\rho\propto\frac{1}{t^2}$。在稳恒态模型中密度ρ保持不变，因为张力在膨胀时所作的功不断地"创造"出物质来。这正好抵消了膨胀时的稀释作用。

稳恒态模型在许多方面是引人注目的，虽然张力的物理根源迄今仍未得到令人满意的解释。可是，最近从射电源计数（第六章），类星体的红移（第七章）以及宇宙微波辐射（第十四章）得到的证据全部和它非常抵触，所以我们不打算进一步讨论它。

牛顿宇宙学和相对论宇宙学概述

我们关于牛顿的宇宙学和相对论宇宙学论已经作了相当详细的说明，许多读者可能需要有一个简短概述，以便使本书的其余部分易于理解。因此在继续考虑各种模型中光的传播问题之前，先

给出这一概述。

我们假设宇宙是均匀的，各向同性的。因此它的行为受一个时间函数 $R(t)$ 和一个常数 k 的支配。我们把 $R(t)$ 称为宇宙标度因子，可以认为它决定着两粒子（星系）之间的距离与时间的依赖关系，因此决定了宇宙的膨胀率。它和我们所取的是哪两个粒子无关，因为我们假定宇宙是均匀的。k 这个量在牛顿理论中决定粒子的总能量，即动能加势能，因此决定宇宙中的物质是否能形成一引力束缚系统，从而确定着膨胀是否无限继续下去。（在相对论中，k 决定着三维空间在任一时刻的曲率，也决定着膨胀是否无限继续下去。）

我们感兴趣的主要有四种宇宙模型。前三种是无压的：

(i) $k=0$（爱因斯坦-德赛特模型）。这时

$$R(t)\propto t^{\frac{2}{3}}\text{（图37），}$$

$$6\pi G\rho t^2=1,$$

$$t=\frac{2}{3}\tau,$$

以及

$$\frac{8\pi}{3}G\rho\tau^2=1,$$

这里 τ 是哈勃常数（129页），τ 的现在值是 10^{10} 年，因此宇宙从 $t=0$，密度为无穷大时起，到现在的年龄是 6.7×10^9 年，而现在的密度是 2×10^{-29} 克·厘米$^{-3}$。

(ii) $k>0$（振荡模型）。这时 $R(t)$ 是一旋轮线（图38），现在年龄小于爱因斯坦-德赛特模型的，而密度则大于该模型的。

(iii) $k<0$（不断膨胀模型）。这时 $R(t)$ 开始是类似于 $t^{\frac{2}{3}}$ 的变化，而最后类似于 t（图39）；这就是说，这模型最终是自由地膨胀，根本没有吸引它回来的重力。其年龄大于爱因斯坦-德赛特模型的，而密度则小于该模型的。事实上密度的现在值越小，它的年龄

就越接近于 τ(当然，密度不能低于已知星系所贡献的数值 $\rho g \sim 10^{-30}$ 克·厘米$^{-3}$)。

第四种模型在膨胀的最早阶段是值得注意的，这时辐射在物质中完全占支配地位(第十二章)，因此必须考虑辐射压力。

(iv) 充满辐射模型。这时

$$R(t) \propto t^{\frac{1}{2}} (t\text{小值})。$$

红移

关于宇宙学的非专业性著作，对于和模型宇宙相联系的红移，往往只作简单说明。这样做在观测到的红移量很小时是适当的，但现在到了像 2 这样大的红移几乎已很寻常，并且也许还可以发现更大的红移时，这样做就会引人入歧途了。这段话也适用于远距离源的其它可观测的性质，例如视亮度(光学或射电的)和视角大小等。我们现在必须做的是，为了分析观测结果，需要对完全相对论性的效应作出比较准确的估计。

我们这里将不作详细的计算，而只引用结果。但有两点需要重视。第一，一个和坐标架一同运动的物体在罗伯逊-瓦刻尔度规中有不变的 γ, θ, ϕ 座标。因此这是一些在流体力学中经常采用的一种共动座标(在流体力学中常使用"随动"一词)。这样一个天体正在退离我们的事实，就包含在函数 $R(t)$ 中，它这时必须是时间增长函数。第二点是，远距离的天体是通过它们所发出的电磁辐射(光或无线电波，或许还有 X 射线)探测到的。这种辐射通过时空的路径在相对论中取决于其上任意一对点之间具有零间隔的线，即在罗伯逊-瓦刻尔度规中由 $ds = 0$ 给定。这就使我们能去计算我们现在(在时刻 t_0)从给定的源收到的辐射所发射的时间 t。

对于在时刻 t 发射辐射的射源，以上考虑导致其红移满足如下简单的公式：

$$\frac{\lambda_0}{\lambda}=1+z=\frac{R(t_0)}{R(t)}.$$

观测到的波长λ_0和发射波长λ之比，与观测时刻和发射时刻的宇宙标度因子之比相同。为了把这个结果与哈勃定律联系起来，我们设想一个比 t_0 略小（$t=t_0-\delta t$）的近邻源，于是我们可写成

$$1+z=\frac{R(t_0)}{R(t_0-\delta t)}\sim 1+\delta t\frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)}。$$

因为对于小的 z，经典多普勒公式是一好的近似，故有

$$z\sim\frac{v}{c}$$

所以由（4）式

$$v\sim\frac{c\delta t}{\tau_0},$$

这正是距离为 $c\delta t$ 的哈勃速度-距离定律。反之，如果z 是大的，我们就不能应用这个近似式了。在狭义相对论中，z 与 v 的关系如下：

$$1+z=\left(\frac{c+v}{c-v}\right)^{\frac{1}{2}},$$

所以 z = 2 的红移所对应的速度应为光速的 80%。z与 v 之间的这一关系在描述大的z的含义时有时是有用的，然而，因为罗伯逊-瓦刻尔度规不是狭义相对论度规，所以这实在是颇为令人困惑的（当然，除非类星体是本地的，并且它们的红移完全是简单的多普勒移动）。

如果我们不知道实际宇宙的函数 R(t)，而只知道一个天体的红移，那我们还是不能对它了解得很多的，实际情况正是如此。我们所能说明的只是，宇宙在发射辐射时，它的收缩要比现在大一个因子（1 + z），因此宇宙的密度要比现在大一个因子 $(1+z)^3$。对于z = 2，这因子是 27，这是很大的。如果我们知道辐射发射的时

间，我们就能将这一知识与红移结合起来，而导出函数 $R(t)$。确定 t 的一种可以设想的方法，就是去测定电离的星系际气体在变星的射电波中所引入的频散。我们将在第 146 页讨论这种可能的方法；其前景目前还不能肯定。

另一种可能的方法，是确定源在光学段或射电段的视光度，这就会测定出它的距离，从而定出其过去的光时。可是，红移本身对视光度有影响（一个退离的源要比具有相同绝对光度的稳定射源更暗些）。要处理这种情况，引入光度距离的概念是方便的。

光度距离

设有一个绝对光度为L的源，其视光度为 l，则其光度距离 D 的定义为

$$D=\left(\frac{L}{4\pi l}\right)^{\frac{1}{2}},$$

式中L和 l 涉及所有频率上的辐射。实际上观测是在一定的频带范围内进行的，并且因为包括了红移，必须对源的频谱进行修正。我们在选择光度距离的定义时，是使得它满足通常的平方反比定律的。因此我们能证明

$$D=R(t_0)(1+z)\frac{r}{1+\frac{1}{4}kr^2}\text{。}\tag{12}$$

因为坐标 γ 不能直接观测到，所以利用光线方程把它消去是方便的。于是我们求得

$$D=\frac{c\tau_0}{{q_0}^2}\left\{q_0z+(q_0-1)[(1+2q_0z)^{\frac{1}{2}}-1]\right\}\tag{13}$$

对于小的 z，此式化为

$$D=zc\tau_0\left\{1+\frac{1}{2}(1-q_0)z\right\}\text{。}$$

含 z 的第一项又使我们回到哈勃定律，这是应当预期到的，因为对

于小的 z，光度距离和光时距离几乎没有什么区别。如果观测能达到 z 的高次项，我们就会有办法去确定减速参数 q_0 的现在值，从而确定密度 ρ 的现在值以及曲率 k 的符号了。这个观测的问题和它的困难曾在第三章中论及。

角直径

判别不同宇宙模型的另一种观测方法，是研究一类天体的角直径与红移的关系，我们希望它是很好的线性关系。对于很小的距离，角直径当然会与距离成反比，但对于红移相当显著的源，相对论效应就开始起作用了。为了确定这些效应的作用，我们在罗伯逊-瓦刻尔度规中令 $dr = dt = d\phi = 0$，并解出 $d\theta$：

$$d\theta = a\frac{1+\frac{1}{4}kr^2}{rR(t)},$$

式中我们把 ds 写成了源的线直径 a，t 是辐射发射的时间。如果引用光度距离 D 的表式(12)，并用红移 z 来表示 $R(t)$，我们就可以得到 $d\theta$ 的一个更简洁的表示。这时我们得到

$$d\theta = \frac{a(1+z)^2}{D}$$

我们可以把它看成是角直径、红移和 q_0 之间的关系，因为由(13)式已知，光度距离 D 是用红移和 q_0 来表示的。因此，在原则上说，我们可以根据观测到的 $d\theta$、z 关系来确定 q_0。实际上这是很困难的，因为对所有已知类型的源，线直径 a 都存在着固有的偏差。

尽管有着这一困难，$d\theta$ 和 z 的关系还是有很大意义的。在 z 大时($z \gg 1$)，D 差不多和 z 成正比，因此 $d\theta$ 差不多和 z 成正比。换言之，在大 z 时角直径实际上是随着红移和光度距离的增大而增大的。这是罗伯逊-瓦刻尔模型的曲线时空中光线“弯曲”的结果，因此有着类似透镜的作用。当然，在红移小时角直径随着红移的

增大而减小，因此角直径通过一最小值。例如在爱因斯坦-德赛特模型中，这最小值出现在小于2的红移处，有些类星体具有比这大得多的红移。可是，因为类星体本身的大小有很大变化范围，所以迄今仍未有可能利用这一点。

此外还必须强调，角直径这种值得注意的情况，和我们假定星系之间的物质有着真正的大体上均匀的分布有关。事实上，倘若宇宙中大部分的物质都是包含在星系之内，以致沿着我们和每一类星体之间的视线上的空间实质上是真空，那么，类星体的角直径看起来就会有些不同的。或许有一天，这个效应可以利用来决定是否存在着重要的星系际气体。

计数和奥伯斯佯谬

如果有一类天体，像星系或射电源，在每个宇宙纪元都是在空间均匀分布的，我们就可以利用罗伯逊-瓦刻尔度规计算出具有给定红移或给定测量亮度的这些天体的相对数目。我们这里不打算给出这些关系，因为试图把它们和观测相比较，曾因为星系方面的选择效应和射电源方面的演化效应而遭受失败。这些演化效应已在第六章讨论到了；它们的产生，是因为更暗、更远距离的天体是在更早时期的，那时它们的固有性质也许（而且很可能）不同于它们现在的性质。这个效应很可能掩盖了不同的罗伯逊-瓦刻尔模型之间的区别。况且，我们并不很了解这些天体事实上是如何演化的。我们所能作的观测，就这样包含了以未知的比例混杂起来的演化效应和宇宙论的效应。

计数的另一个有着重大实际意义的方面，是关于所有的类星体对尚未分辨的背景辐射所作贡献的问题。如果我们在一个远比单个源所张的立体角大得多的立体角内，测量到达地球的辐射流，我们就是在测量这一背景。对于单个的估测来说是太微弱的那些

源，聚集起来就可能对背景有着显著贡献。因此，为了计算背景，必须知道具有不同绝对光度的源的相对数值，并且把它们的贡献一直算到相当大的红移。

这后一点往往称为奥伯斯佯谬。这个佯谬大约在200年前就产生了，那是由于试图算出所有恒星（或如我们现在所说的所有星系）对夜空背景光的贡献。如果略去红移，我们就会假定距离r处的星系数目按r^2增大，而每个星系的贡献按$1/r^2$减小。这样，距离γ处的星系对背景的贡献就会与r无关。遥远的星系因而就会作出重要的贡献，并且当我们让r趋向无穷时，确实会存在着收敛的困难。这些困难由于红移得到了解决，它使遥远星系的贡献减弱得比平方反比定律更快。详细的计算证实了这样一种根据直觉很明显的观念：背景几乎完全像是由无红移的源引起的，这种源的分布在$c\tau_0$处被切断，在$c\tau_0$处，线性的哈勃定律导致退离的速度等于光速c。因此背景可大致定为

$$nLc\tau_0,$$

这里n是射源现在的集聚度，L是它们的绝对光度。

于是我们可求出星系际的星光密度大约是10^{-2}电子伏特·厘米$^{-3}$，可以把它和我们自己银河系所特有的1电子伏特·厘米$^{-3}$比较一下。因此，在我们银河系之内，其它星系所贡献的背景星光约占百分之一；正好处在星系之间的一点，最邻近的星系不再有重要贡献。在物质密度上，星系际星光对宇宙平均密度的贡献大约是10^{-35}克·厘米$^{-3}$。这比平均物质密度小得多。后者至少是10^{-31}克·厘米$^{-3}$。

这个总背景的问题，对于天体物理关于源演化的假说是一个很重要的限制，它对星系际介质发射能力假说也是一个很重要的限制。从这些假说导出的背景，无论在什么波长上显然都不应超过观测到的背景。我们将在以后几章看到，这个限制在射电波段

和X射线波段是特别有用的。

宇宙学上的符合

我们不能让我们关于宇宙学的讨论不提到几个著名的数值符合。这些符合是许多猜测性理论的出发点，其中有些理论有着很大的理论上的意义，但是按照本书注重实际的精神，这里就不描述它们了。我们要做的只是陈述一下这些符合，并指出可以如何去解释它们，而与公认的理论极少有偏差。

这些符合最好用一些无量纲的比值来表述。一个这样的比值，是宇宙的半径 $c\tau_0$ 除以电子的经典半径 (e^2/m_ec^2)(e 与m_e 分别是电子的电荷与质量)。这比值具有很大的数值，约为 10^{40}。另一个很大的数值是电子和质子之间的电力与引力之比。这比值 (e^2/Gm_em_p)是 2×10^{39}。这两个数接近相等，这是我们要考虑的第一个符合。

第二个符合是，这同样大的数字近似地等于“宇宙中的粒子数” N_0 的平方根，N_0 这个数也就是半径为 $c\tau_0$ 的球体内的氢原子数，可由宇宙平均密度 ρ_0 的观测导出。我们曾强调过，密度 ρ_0 因而 N^0这个数是不确定的，相差可达 100 倍。但不要认为这是降低了符合的重要意义，因为每个符合的两边本来就可能相差很大的倍数。

通过简单的处理我们可以从这些符合导出另一个值得注意的关系，这次是把引力常数与宇宙学量 ρ_0 和 τ_0 联系起来：

$$G\rho_0\tau_0^2\sim1。$$

我们将发现，把它取为我们试图要去解释的基本符合之一是适当的。第二个符合可取如下的关系。

$$\frac{c\tau_0}{e^2/m_ec^2}\sim N_0^{\frac{1}{2}}\sim10^{40}。$$

第一个符合的一种可能的解释，是基于通称的马赫原理。这个原理在我所著"广义相对论的物理基础"一书中曾详细论及。它主要是说，物质由于和宇宙中其余的物质相互作用，所以是有惯性的。按照爱因斯坦，这种相互作用是引力性质的，因此其强度与引力常数G有关，也与宇宙中物质的总量有关。计算所有这些物质的总效应的问题，和我们计算均匀分布的源产生的背景辐射问题颇为类似，并且我们不得不再次在大约为$c\tau_0$的距离处引进切断。于是宇宙中正好有足够的物质可以在一个局部物体上感生出观测到的惯性的条件，便具有如下形式

$$G\rho_0\tau_0^2\sim1,$$

这就是我们的第一个符合。在旋涡星云的位置没有解决时（43页），人们可用类似的论据来说明，银河系事实上并不包括宇宙中所有的物质。

第二个符合，我们将在本书144页天体物理内容中应用到，对它我们只能作一比较保守的解释。卡特尔(B. Carter)曾对这一解释提出过非常详细的说明。它只有供作参考的价值，它的某些步骤与其说是可以论证的，倒不如说只是表面上讲得通的，但它的确说明现时不一定非要引进一种理论，用新的方式把微观和宏观现象联系起来不可。这一解释的根据是，生命仅仅在星系已经形成而恒星稳定地发光以后，宇宙演化的较短时期才是可能的。出现这个时期的时间，与微观常数和引力常数有关，因为这些常数决定着恒星结构和演化的细节。这个时间也一定代表了宇宙现在的年龄，如前所述，这年龄和哈勃常数的现在值τ_0具有相同的量级。这样，在微观常数G和ρ_0之间就有了一种关系。我们的第二个符合也具有这种形式，如果我们用第一个符合消去隐含在N_0中的ρ_0。因此，寻求一个深刻的新理论来解释第二个符合，似乎还为时过早。

宇宙不规则模型

最后我们要考察完全均匀的罗伯逊-瓦刻尔模型与实际宇宙之间的关系，实际宇宙有各种的不规则性，其尺度一直伸延到至少1百万秒差距的范围（星系团），也许达到50百万秒差距（倘若超星团存在的话）甚至更远。这个问题的一个重要方面，就是在一个膨胀的宇宙中，星系本身是怎样形成的。一定的形成过程是需要的，因为根据假定，作为整体的宇宙曾一度比现在星系中的物质（密度为$\sim 10^{-24}$克·厘米$^{-3}$）密集得多。这个问题是很困难的，至今仍未解决。我们所能说的只是，倘若宇宙原来是均匀的，则由于统计涨落所引起的微小不规则性在可利用的时间内是不会发展成为星系的。看来必须假定，即使在宇宙的早期阶段，也存在着 t 的密度涨落。这样大的涨落能否自发产生，或者它们是否是现在膨胀阶段以前发生的一次先期坍缩的结果，这就不知道了。

这些问题和另一个问题有关，即在罗尔逊-瓦刻尔模型中$t=0$这个奇异时刻的问题，这时宇宙的密度是无限大。往往有人提出意见说，我们不必为这种奇异性所困扰，因为它也许是这些模型中人为假定完全对称性的结果。有人认为，如果星系是按照哈勃定律完全沿径向运动的，那么，它们中间的所有物质曾一度在同一时刻处于同一地点就不足为奇怪了。相反，在一个不规则的宇宙中，就没有奇性可存在。这种论点是不正确的。霍金（S. W. Hawking）、爱里斯（G. F. R. Ellis）和潘罗斯（R. Penrose）曾指出，只要宇宙中的物质遵从一个物理上合理的状态方程，则按照广义相对论，在我们过去的时间内一定曾有过一个或更多个物理奇点。主要理由是，在广义相对论中自吸引是很强的，以致即使在我们不规则的宇宙中，也至少是有些物质，一定曾被挤紧到无限大的密度。量子力学的考虑也许能使我们避免数学上的奇点，但它们显然不能排斥实际上会达到很高的密度，比如说10^{58}克·厘米$^{-3}$，

这相当于曲率半径为10^{-20}厘米，从实用观点看来，这样的密度很可以说是一个奇点了。

要了解不规则宇宙中奇点的详细性质还有很多工作要做。有迹象表明，这些奇点彼此之间可能是完全隔开的，宇宙中大部分物质事实上并不经过它们。如果是这样，先期收缩阶段产生的一种“反冲”也许在理论上就成为可能的了。实际上宇宙是否经历过这样一次反冲，这个问题在许多方面都是宇宙学中最激动人心的问题。它也是最困难的一个问题。

九、星系际原子氢的搜寻

引言

我们已在第八章中看到，在所有相对论性的宇宙模型中间，爱因斯坦-德赛特模型起着特殊作用，在这模型中，

$$\frac{8\pi}{3}G\rho\tau^2=1,$$

因此，G 和 τ 的观测值意味着对于这个模型，现在的

$$\rho\sim2\times10^{-29}\ 克\cdot厘米^{-3}。$$

如果假设大部分物质是以氢的形式出现，我们就会得到现在的粒子密度为

$$n_H\sim10^{-5}\ 厘米^{-3}。$$

相反，我们迄今所观测到的物质总量(即以星系的形式出现的物质总量)，给出粒子的密度仅为

$$n_H\sim10^{-6}\ 厘米^{-3}。$$

如果这后一密度值接近真实的总密度，宇宙就会是开放的，其膨胀的动能将会大大超过其引力能。知道哪一粒子密度更接近实际显然是一个很重要的问题，所以人们作了很大努力去解决这个问题。也许存在着大量暗星系，它们对 n_H 的贡献在上述估算中并未包括在内，但这种可能性往往被低估了。代替这一点的是把注意力集中到了星系际空间中可能有的物质上。

在考虑这个问题时，我们必须立即分清星系团内部的星系际空间，和星系团之间的星系际空间。我们也许记得，这些星系团中有许多会很快地瓦解，除非它们被 10 倍到 30 倍于星系本身的星

系际物质所稳定住。这样的物质迄今尚未发现（除了在偶然成对的显然有相互作用的星系之间），但它的存在可能会被迄今所作的探测漏掉了（例如，象温度 10^{6}°K 的电离氢）。即使它存在，我们也还不清楚它对总密度的贡献能否多达 10^{-2} 个粒子/厘米^{3}。目前的估算还不能精确到足以决定这个问题。

所以，要决定整个星系际空间中是否含有显著数量的物质，这是一个重要问题。这本来也是一个困难问题，因为无论是单个暗恒星、岩石、中微子的形式还是引力波的形式，都还未观测到有 2×10^{-29} 克·厘米$^{-3}$ 这样的密度。本书将只限于采取这样的观点：这种“下落不明的物质”如果存在的话，它是取气体的形式。这种观点的优点，是使得讨论同星系和星系团的形成与演化的天体物理问题密切联系了起来。它反映这样一点：我们并不知道星系形成过程是如何进行的。

这种气体的可能的化学成分，是我们所要考虑的第一个问题。从星系的成分判断，它们大部分可能是取氢的形式。其中有些什么重元素是决定于在何时何处形成这些元素，这是第十一章中将讨论的问题。我们可以把那里讨论的结果概述如下：完全有可能 27% 的物质是氦，而极少部分是取较重元素的形式。我们至今还没有找到什么方法能探测氦，可是如果它存在的话，它对星系际气体的冷却速率就可能有重要影响。另一方面，粒子密度约为 10^{-5}厘米$^{-3}$ 的星系际氢的确是具有可探测的影响，这就是我们在本章和下一章中所要讨论的主要问题。氢是处在原子还是处在离子状态，其影响是颇不相同的，分别考虑这两种情况是方便的。因此我们在本章考虑原子氢，而在下一章中考虑离子氢。

21厘米效应

原子氢在星系际分布所要起的作用，是同时作为 21 厘米幅射

的吸收体和发射体。吸收作用首先是由费尔德(G. B. Field)在1958年观察到的。费尔德研究了射电源天鹅座A在21厘米附近的频谱，这是天空中最亮的一颗河外射电源。因为星系际氢只在很窄的有限波段内能吸收，所以我们必须把宇宙膨胀所引起的红移考虑在内。显然，我们附近氢的吸收线是21厘米，而在天鹅座A附近，根据我们的观点，氢的吸收线波长就应当是21 $(1+z)$ 厘米了，这里 z 是天鹅座A的红移。中间氢似乎应在中间波长吸收，所以我们预期会看到**吸收带**，展开在21厘米到21$(1+z)$ 厘米之间。当然，如果不能以一定的精确度观测到这样一条带，我们就要对星系际原子氢的密度规定一个适当的上限。

这个吸收带的概念在本章以后论及其它吸收过程时还会提到。但有一点要注意，原子氢在21厘米处的吸收作用比我们将要遇到的其它吸收的情况更加不可思议。这是由于，参与21厘米跃迁的两个(超精细)态之间的能量间隙是很小的(因为21厘米对于原子的发射和吸收来说是很长的波长了)。这能量间隙只有 5×10^{-6} 电子伏特。把这一能量E通过关系式 $E\approx kT$ 表示为温度是有用的，这里k是玻耳兹曼常数。由此得到的温度只有0.06°K。相反，星系际辐射场在21厘米波长处的有效温度可能比它大得多。根据豪威尔(T. L. Howell)和夏克夏夫特(J. R. Shakeshaft)最近的测量，这一温度大约是3°K(第十四章)。这样，从涉及到两个能级来看，氢是被浸入在一种温度很高的热库之中了。这时仍认为绝大部分氢是处在两个态中较低一个态(基态)的看法就不再正确了。事实上，处在较高态的原子几乎同处在较低态的一样多。[①]在这样的情况下，有一种称为受激发射的过程起着重要作用，并使得对观测的解释复杂化了。

由于这种复杂性，由吸收带的宽度不能直接给出原子氢的密

① 为简单起见，这里忽略了较高态的简并性。

度 n_H，而如果认为绝大部分是氢处于基态并且受激发射不重要的话，就会直接给定这一密度。这使我们要改用 n_H/T_S 去度量处于两态的相对原子数，这里 T_S 是所谓的自旋温度。事实上，费尔德未能观测到吸收带，他达到的精确度表明

$$\frac{n_H}{T_S}<4\times10^{-7}\text{ 厘米}^{-3}\text{ 度}^{-1}$$

费尔德后来的观测使这个界限减少了三倍，而潘牙斯（Penzias, A. A.）和 （Scott, E. H.）最近所作最精确的观测表明

$$\frac{n_H}{T_S}<2.3\times10^{-8}\text{ 厘米}^{-3}\text{ 度}^{-1}。$$

要解释这个结果，我们需要知道自旋温度 T_S 的值。如果通过背景辐射来确定，它应为 3°K，于是我们就会有 $n_H<7\times10^{-8}$ 厘米$^{-3}$，这显然是一个重要结果。可是，有一系列复杂的过程对 T_S 的值有贡献。其中最重要的一种影响是处于 21 厘米能级之一的氢原子在赖曼 α 的吸收之后，跟随着赖曼 α 的发射，使原子变到 21 厘米的另一能级。由星系和类星体发出的赖曼 α 辐射，可能导致 T_S 的数值约为 4°K，这给出 $n_H<9\times10^{-8}$ 厘米$^{-3}$，大体与上述结果相同。可是，星系际气体如果被部分电离，它就可能产生自己的赖曼 α 线。倘若 $n\sim10^{-8}$ 厘米$^{-3}$，T_S 就可以高达 80°K，这时会得到 $n<2\times10^{-6}$ 厘米$^{-3}$。这样，在所有的情况下，原子氢的密度可能略比 10^{-5} 厘米$^{-3}$ 的临界值小些。由于哈勃常数（因而临界密度）在观测上的不确定性，因而还不足以排除由原子氢组成的爱因斯坦-德赛特模型。

幸而 21 厘米发射比较容易解释。发射强度与处在较高态的原子数有关，通常，这数目会灵敏地依赖于自旋温度。可是在我们讨论的情况下，自旋温度是相当高的，以致如前所述，可以认为被激发和未被激发的原子数同样多。因此观测到的发射强度几乎与自旋温度无关，而直接可给出 n_H（只要自旋温度超过 21 厘米处的背景温度 3°K）。由于存在红移，发射是向 21 厘米的长波方向展

开，又因为它叠加在许多其它射源的连续辐射上，观测者应看到在星系际 21 厘米辐射在连续幅射上带来的突变。至今没有观测到这种突变，因此由测量精度导致如下的上限（潘意斯(Penzias)和威尔逊(Wilson)）

$$n_H < 3\times10^{-6} \text{ 厘米}^{-3},$$

由于哈勃常数值的不确定性，这个界限勉强可以排除由原子氢组成的爱因斯坦-德赛特模型。

X—射线吸收

自 1962 年以来即已知道有一种大致各向同性的 X—射线流射到地球上。这一背景是由伽可尼、高斯基、泡立尼和罗西在他们第一次的观察天体 X 射线的火箭试验中发现的，他们在这次试验中还发现了著名的分立 X—射源天蝎座 X—1。X 射线的背景强度现在已在几个波段测出，其谱示于图 46 中。现在还不知道这一背景的起源，但一般似乎认为它主要是来自我们银河系之外。有些人提出了一些机理，这将在后面提到。倘若波长最长（能量最低）的 X—射线是来自整个宇宙，则正象这些机理中有些所暗示的那样，X 射线被星系际气体所吸的可能性就成为一个需要考虑的重要问题了。

这种吸收在 X—射线光子使得氢或氦原子电离时是可能发生的。发射出来的电子最后也许和质子或 α 粒子重新结合起来，形成另一个氢或氦原子，但它要经过许多步骤才能这样，每一步放出一个比原来 X 射线的能量要小的光子。这大概就是实际吸收的情况，其结果使得具有原来能量的光子数减少。相反，21 厘米“吸收”实际上是一种散射效应，因为每个被氢原于吸收的 21 厘米光子以后又以 21 厘米光子的形式重新发射出来。可是，它往往是在不同方向重新发射出来的，所以它从原来的视线中消失了。因此，

如果我们是观察一个扩展背景，21 厘米散射现象可能并不重要，但对于像天鹅座 A 这样分立的射源，射线未被散射就与真正的吸收作用相同；这就是说，源的强度会因此而减小。

一个恰好能使基态氢原子电离的光子，其波长 λ_0 应为 912 埃。对于波长 λ 小于 λ_0 的 X—射线，原子氢的不透明度与 $(\lambda/\lambda_0)^3$ 成正比。我们观测吸收现象的最好机会显然是要去观察波长尽可能长的 X—射线。

图 46 中的谱表明，直到最长的观测波长约为 50 埃，都没有明显的吸收迹象。如果这样的辐射是来自整个宇宙，我们就可以把星系际原子氢与氦的集聚度的上限规定如下：

$$n_H < 10^{-7} \text{ 厘米}^{-3},$$

$$n_{He} < 3\times10^{-9} \text{ 厘米}^{-3}。$$

倘若认为 n_{He}/n_H 大约是 0.1（第十三章），由此即可得出

$$n_H < 3\times10^{-8} \text{ 厘米}^{-3},$$

这是一个比我们从 21 厘米效应所得到的更强的限制，但它取决于 50 埃的 X—射线是来自整个宇宙这一靠不住的假设。

赖曼 α 吸收

直到现在，我们的讨论已经说明，要探测星系际中性氢的吸收作用，最有效的方法应该是去观测作为氢原子吸收过程的真正的特征波长 λ。这一共振条件能保证吸收达到最大值。它优点还在于大部分原子都处在两个态中的低能态，从而不会有受激发射使吸收作用减小。因为大部分星系际氢原子都会处于基态（除了 21 厘米未能级分裂），所以有关的跃迁应从基态开始，即为赖曼系，它从 1216 埃的 α 线出发而在原子电离时达到赖曼系的边缘 912 埃。困难在于，在 912 埃到 1216 埃的波长范围内，不仅是银河系的而且地球大气层的不透明度都是很大的。

最近这个问题正由斯丘尔以及格恩和彼特逊(B. A. Peterson)巧妙地解决了。他们是利用某些类星体（这里假设其起源是宇宙学的）的巨大红移(～2)。可以预期，在一个红移为 z 的类星体的谱中，赖曼 α 的吸收带是分布在 1216 埃到 1216（1＋z）埃之间的，1216 埃处的吸收发生在银河系附近，而 1216（1＋z）埃处的吸收则发生在类星体附近。对于 z～2，吸收带会向右移到可见光范围内，即约为 3600 埃。事实上，在所有 z～2 的类星体的发射中，都可观测到赖曼 α 线本身，而吸收带应当从这条线展开到通常观测到的最小波长，即～3000 埃。实际上观测者指望在新发射的赖曼 α 线附近的连续谱中有一低凹。格恩和彼特逊原来认为在3C9的波谱中会出现 40% 的低凹，但后来在这光谱以及在 z～2 的其它类星体光谱方面的工作，都未能发现有显著的低凹。这就是说，它小于 20%（图 43）。这导致类星体附近的 n_H 应有如下界限：

$$n_H < 3 \times 10^{-11} 厘米^{-3}，在 z \sim 2 时，$$

而如果假定 $n_H \alpha (1+z)^3$（参看第八章），则导致 n_H 的现在值应有如下界限：

$$n_H < 10^{-12} 厘米^{-3}$$

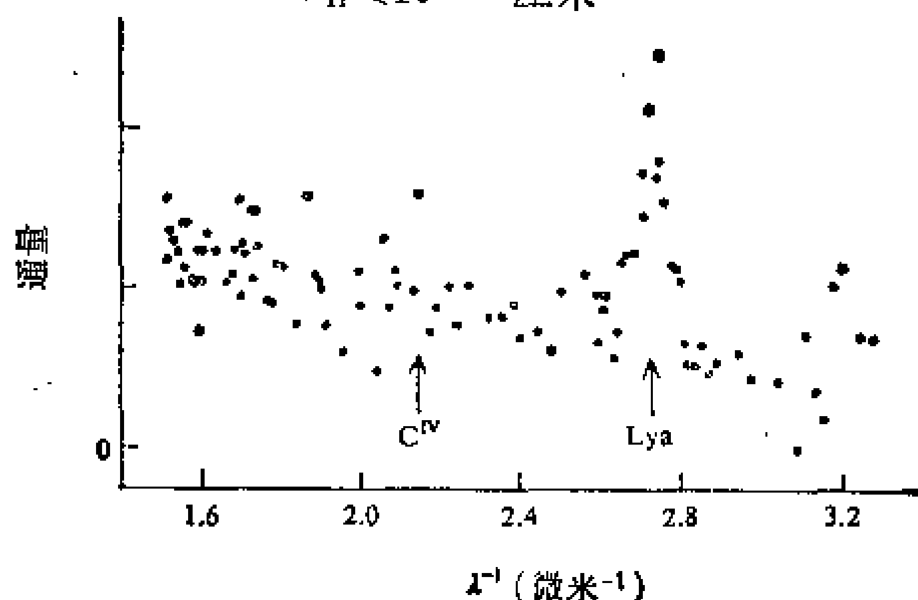


图 43. 红移为 2.012 的类星体 3C9 的光电谱。注意，在红移后的赖曼α线的短波长一侧，连续谱中没有低凹。(E. Wampler, Ast. F. 147, 1967)

这是在共振以及没有受激发射时得到更加有效的检验一个突出证明。

这个上限比我们已测定的粒子密度值 α10 的七次方低，这似乎完全肯定地解决了是否存在星系际气体的问题。可是，在某种意义上说，赖曼 α 吸收测定所证明的东西还要多些。因为，星系和星系际气云的形成也许未必会是很有效的一种过程，以致它使宇宙中只剩余有大致小于（比如说）1% 的物质成为广泛分布的星系际气体。即使按照保守的估计，把这个比例权为 10^{-3}，星系际密度也会是～10^{-8} 厘米$^{-3}$，这仍然比上述上限大一千倍。这启示我们，应当另外寻求赖曼 α 吸收不足的解释。不能设想氢是处在分子状态，因为这时仍会预期，吸收效应观测不到。因此氢分子浓度的界限是 10^{-5} 厘米$^{-3}$。这样，需要假设的自然是：气体是充分高度地被电离了，因为赖曼 α 吸收可以忽略不计。事实上，在进行赖曼 α 吸收的观测以前，已有人从其它方面想到这种高度的电离化了。这样，探测星系际气体的问题就变成了探测电离气体的问题，当然，也就是理解气体如何被电离的问题。这些问题将在下一章中讨论。可是在结束原子状态的讨论之前，我们还想指出一些值得注意的方法，它们和赖曼 α 吸收的方法有所不同，且能探测到星系际空间中的重元素以及星系团中的原子氢与重元素。

星系际空间中重元素的吸收

根据现在的理论（第十三章），比氢和氦更重的元素是在星系中形成的，因此应当预期，它们相对于氢的丰度在星系际空间要比星系中小些。不过，吸收的方法是相当灵敏的，也许有可能探测到哪怕是很微量的重元素。而且，由于氢的电离，使氢不能有共振吸收，这些电离氢会产生重元素的离子，因这些离子包括若干电子，因而仍能像氢那样进行吸收。因为对于这种离子共振吸收的几率

并不比氢的小很多，所以只要这些离子的浓度超过$\sim 10^{-12}$厘米$^{-3}$，就能探测到它们，当然，还要求跃迁的波长由于源的红移而被移进可见光段。

对于一次电离的氦，上述后一条件可能不会成立，这种离子的吸收必须从大气层以外具有少量紫外吸收的地方去探找。根据其在银河系中的高丰度以及其原子特性，最可能的重离子是三次电离的碳，即C^{IV}($\lambda_0=1548$埃)，以及N^{V}($\lambda_0=1238$埃)和O^{VI}($\lambda_0=1031$埃)，其中最合适的是O^{VI}(虽然它需要有一比α略大的红移，以将吸收带的边缘移入可见光段)。对于星系际气体可能的温度范围以及对两种可能的氢密度说来，探测到O^{VI}的可能性示于图 44 中。从图中可以看出，对于具有最大红移的类星体，刚好有成功的机会。

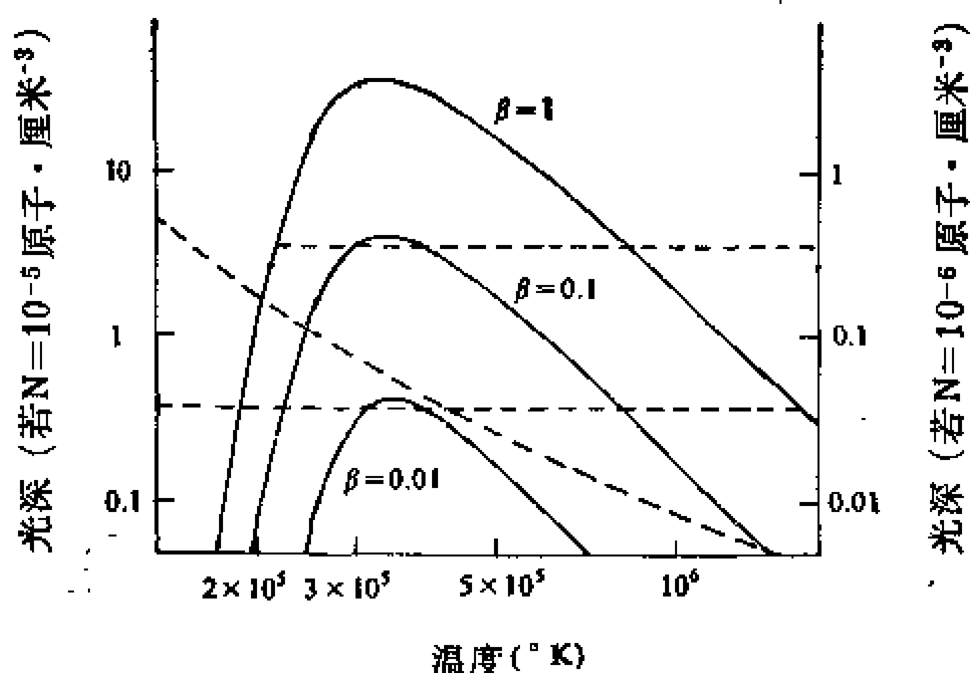


图 44. 在一个远距离源的光谱中，在O^{VI}的吸收边缘短波一侧所预期的光学深度，对于星系际温度的函数曲线（这是根据电离平衡仅由温度确定这一简化假定而作出的）。氧相对于氢的本地丰度的百分比为β。水平线表示产生可探测的吸收边缘的最小光深。虚线表示由于中性氢的赖曼α吸收所致的光深。(摘自 M.J.Rees and D.W.Sciama,Astrophys,F,147 353(1967))

星系团中星系际气体的吸收

我们已经看到（163—164 页），星系团也许包含有密度在 10^{-8}—10^{-5} 厘米$^{-3}$ 之间的星系际气体，虽然这种气体迄今尚未探测到。而在一条到达红移约为 α 的类星体的视线上，可能要经过若干星系团，对其中多数而言，用光学方法探测起来是太微弱了。如果在这些星团中存在着显著数量的氢原子，C^{IV}，N^{V} 或 O^{VI}，就会产生一条由于星系团的红移而移向红端的吸收线，并且因此而会被移进可见光段。这样我们就会面临一个有趣的境地：一个直接观察起来太微弱的星系团，可以产生一条或几条可以观测的吸收线。

H^{I}，C^{IV} 和 N^{V} 全部可以根据现在的红移观测到，它们的可能性示于图 45 中。对许多类星体已经观测到吸收线，尤其是那些具有大红移的类星体，但是如前所述，目前关于它们的解释还有很大的争论。迄今所分辨出的吸收线可能是在类星体本身的外壳层产

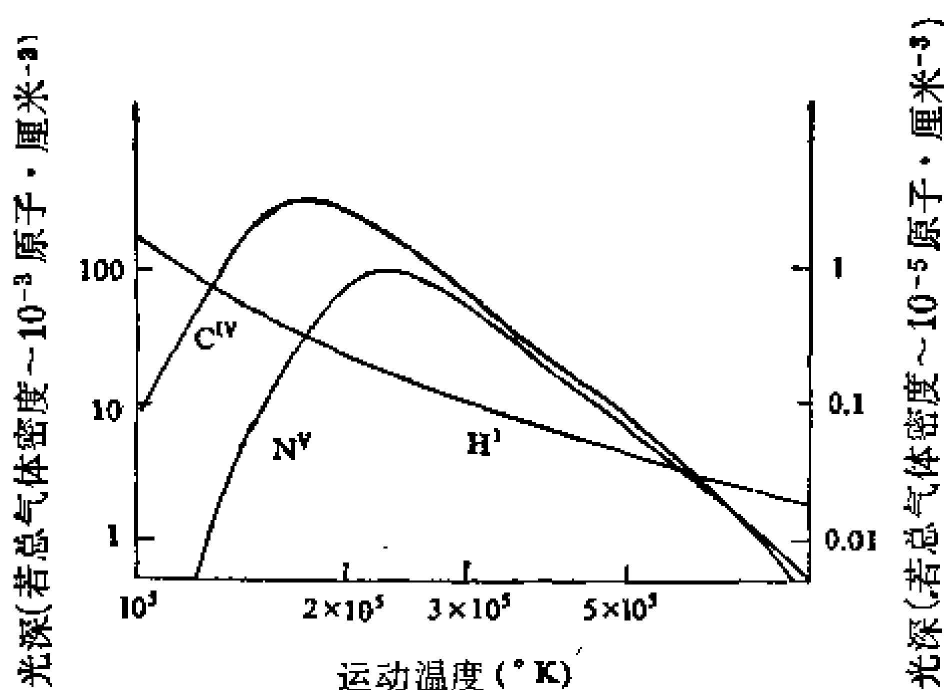


图 45. 一个半径为 1 百万秒差距，具有500千米·秒$^{-1}$的湍动或膨胀速度的气云所产生的赖曼α，N^{V}(1238埃)和 cC^{IV}(1548 埃)的吸收线的预期光深度。假定了 C 和 N 相对于 H 与本地丰度相同。(摘自 D.W.Sciana and M.J. Rees Nature，212，1001，(1966)。)

生的。无论如何，吸收线的研究正处于方兴未艾之中，这种技术很

可能会成为研究星系中星系际气体特性的一种有用方法。即使是很明确的否定结果，也会给我们提供有价值的信息，这是宇宙学中常有的现象。

十、星系际电离氢的探索

引言

我们在上一章看到，星系际原子氢的密度远小于对于氢本身的密度的任何预期值。这就迫使我们认为氢也许是被高度电离了。现在我们必须提出两个问题：(i)为什么它被电离了；(ii)它的密度是多少，特别地说，它能否具有 10^{-5} 厘米$^{-3}$ 的临界值？当我们考虑到星系际介质的一般物理状态时，还会产生进一步的问题。我们从对我们自己银河系的研究中得知，在宇宙规模上的电离气体势必充满磁场。是否存在一种星系际磁场，如果存在，其效应如何？对照我们的银河系，也使得我们要问，星系际空间中是否存在显著的宇宙射线流，如果存在，其效应又如何？

这些问题中多数的答案今天还是完全尝试性的。虽然如此，它们是值得在本书中讨论的，因为有些答案本身看上去十分合理，它们导致可以观测到的效应，不过事实上至今尚未观测到。因此，我们可以把种种可能性限制在一个值得注意的方面。而且，这种讨论表明进一步的观测如何能导致确实的发现，或者导致更加严格的限制。特别是，看来完全有可能在最近的将来即可解决 10^{-5} 厘米$^{-3}$的星系际粒子密度是否存在的问题。这一结果在宇宙学上的巨大意义业已显示出来了。

星系际氢的热历史

倘若星系际气体存在并且被电离了，就可能是过热的（$T>10^{5}$°K），这是因为冷的电离气体会很快会重新结合起来。也因为

大多数的电离机理都倾向于使气体变热。并非所有的这类机理都是如此，但为简单起见，我们这里将做这样的假定。这样，气体为什么被电离的问题，就变成为什么它是过热的问题了。

这里，我们要遇到在第十二章中将更充分地讨论的一个观点，即宇宙的早期密集阶段可能是很热的。可是，必须立即强调的是，那时的热源并不是现时气体中的热源。理由是在宇宙的早期阶段，气体一定曾和辐射处于热平衡中，过热的电离气体和辐射通过它们之间的电磁相互作用紧密地联系在一起。随着宇宙膨胀，温度下降了，当它到达几千度时（相应的时代相对我们现在而言，红移约为1千），氢和氦复合。由此使自由电子减少，使物质和辐射之间的强耦合消失，于是它们各自独立地由于膨胀而冷却。这里的关键之点是，物质一定比辐射更快地冷却，因为其比热值较高（参看第十二章）。但是现在的辐射温度不超过3°K（第十四章），所以根据这一论据，气体现在的温度一定比3°K小得多，这和我们原先的结论完全相反。

由此可以推知，气体一定是被某种过程重新加热了。我们只能推测那是什么样的过程，但似乎很自然地把它和下一事实联系起来：星系和射电源是在宇宙膨胀期间的某一阶段形成的。这些，天体最后产生了紫外辐射和宇宙射线，其中有一部分一定逸散到星系际空间中。粗略的计算表明，这一部分辐射大概是可以将气体加热到比方说是一百万度的温度。这使人想起日冕达到百万度的观测温度的加热问题。基本之点是，在宇宙的环境中，将稀薄气体加热到高温并不困难，因为所需要输入的能量并不大。所以，问题与其说是要去寻找一个适当的能源，不如说是要去发现在许多可能的能源中哪一个是最主要的。这样，我们所要求的星系际气体的高温，并不是一个理论的问题，而是一个实践的问题。

非常值得注意的是，要知道在宇宙膨胀期间加热是在何时开

始的，持续了多久，它是否一直延至今日等等。可惜我们甚至还不知道星系是从何时才开始形成的。但我们对加热的可能的开始时间，可以定一个界限。主要问题是，如果气体在很早就被重新加热，那么它应在比较密集时就已变热了。这样就会有两个后果。首先，早期阶段保留下来的辐射场会与灼热气体发生强烈的相互作用，从而会使辐射谱产生畸变。而无畸变的谱大概是一个处于3°K的黑体谱（第十二和第十四章）。如果模拟出对应于灼热气体的较高温度，这种畸变就会发生。从而，畸变后的谱将在小于1毫米或3°K的短波长处达到峰值。为了验测这种畸变是否真地在毫米以下的波长处发生，必须在大气层以上进行必要的观测。这样的观测应当尽早进行。

气体早期重新加热的第二个后果是，它本身会有高的辐射率因为辐射是由电子与质子的相互作用引起的，所以随密度的平方而增大。这一辐射到达我们时会有适当红移，可是，既然它的有效温度与$(1+z)$成正比（第十二章），粒子密度与$(1+z)^3$成正比，因而辐射率应与$(1+z)^6$成正比。这样，给定的气体温度所相应的Z值愈高，我们现在所观测到的强度就愈高。这一强度应该不超过我们在任一波长处所观测到的背景。对10^{-6}厘米$^{-3}$甚至10^{-6}厘米$^{-3}$的现时粒子密度说来，这就成为一个真正的限制，临界的波长是在射电与X射线区域内。为了避免在大约20厘米处（最临界的射电波长）的过大背景，气体只有在红移小于100左右时，才能重新加热到相当大的温度（10^5—10^6°K范围内）。

X一射线背景提出了一个更值得注意的问题。对这一背景的早期观测，是局限在小于几个埃的波长范围内的，即能量超过1千伏左右。在此能量下观测到的背景强度，是与星系际气体的密度等于10^{-5}厘米$^{-3}$不相容的，除非其温度小于10^7°K左右。在较低温度时，只是极少数电子会有一千伏的动能，所以只有极少数电

子能产生一千伏的 X—射线。但是，除非温度超过 3×10^{6}°K 左右，否则电离水平就会太低，不能说明赖曼 α 吸收的不足(对 $n_H\sim10^{-5}$ 厘米$^{-3}$)。因此，这就意味着对于这样密度的气体，其温度大约会在 10^{6}°K 上下。这样的星系际气体所能产生比如说是 0.25 千电子伏特或 50 埃的 X 射线流是可以探测到的。去年曾对这样低能量的 X—射线进行过测量(图 46)，观测到的流量的确是与理论预言相符的。不幸，这还不能解决问题，因为软 X—射线流可以有不同的起源。我们所能说的只是，观测结果是与密度为 10^{-5} 厘米$^{-3}$ 的灼热星系际气体的存在相容的。气体也许曾经意料不到地克服过一种严重的障碍。只是现在还不了解。

电离星系际气体的其它效应

我们现在来考察密度为 10^{-5} 厘米$^{-3}$ 的电离星系际气体所引起的其它一些效应，希望有一天它们能受到观测的检验。

(i) 低射电频率的吸收对于频率为 ν 的射电波，电离星系际气体的吸收系数与 $n^2/(\nu^2T^{3/2})$ 成正比，这里 T 是气体温度。几个兆赫处的背景可能来源于星系际空间，累积效应也许是由于许多射电源。在那样的情况下，背景的频谱就会使我们有可能对 $n^2/T^{3/2}$ 这个量规定一些限制。

同样，我们可以研究个别河外射电源的频谱，看看它们是否在低频处显示有吸收。这些频谱中，有一些在低达 10 兆赫处都未显示有吸收的迹象。(低频处的观测往往是用火箭或人造卫星在电离层以外进行的。)这样我们就可得到 $n^2/T^{3/2}$ 数值的上限。对于 $n\sim10^{-5}$ 厘米$^{-3}$，我们求得 T>250°K，这不是很强的限制，但会排除掉很冷的电离的等离子体。将来的人造卫星观测，大概可能会将这些观测向下扩展到一兆赫左右。在这样低的频率下，我们自己银河系的吸收就会是重要的了，但也许可以考虑其它方面的观

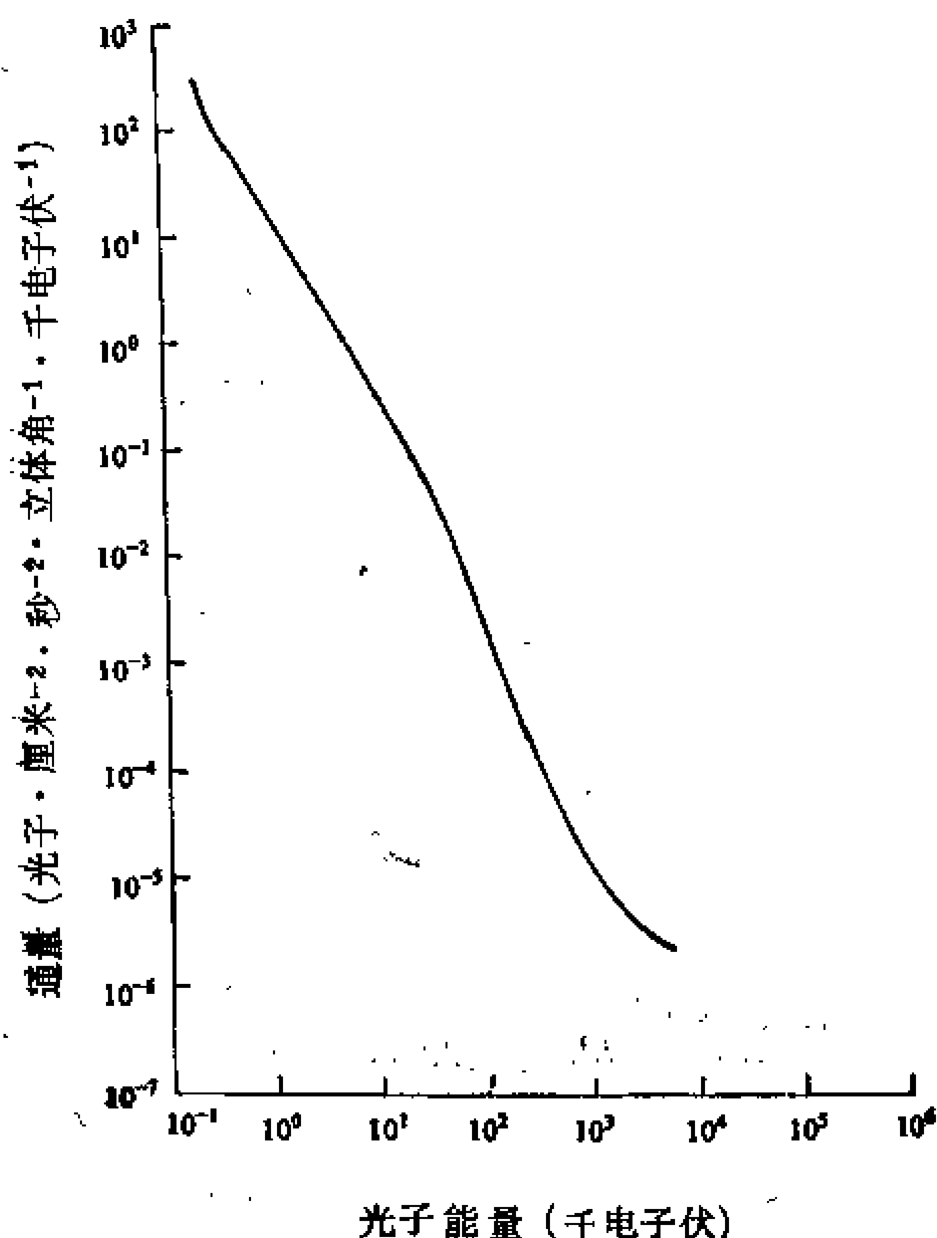


图 46. 各向同性 x—射线背景的能谱。

测。在那样的情况下，根据缺乏星系际吸收（对于 $n\sim10^{-5}$ 厘米$^{-3}$）这一点，就会得出 5000°K 这一更值得注意的更低下限。

（ii）汤姆逊散射。为了看出汤姆逊散射的重要性，让我们回顾一下那个有名的数字符合（第八章），即宇宙半径 $c\tau_0$ 除以电子的经典半径 e^2/mc^2 大致等于在 $n\sim10^{-5}$ 厘米$^{-3}$ 的宇宙中的粒子"数"N 的平方根（即在半径为 $c\tau$ 的球体内）：

$$\frac{c\tau}{e^2/mc^2}\sim N^{\frac{1}{2}} \qquad (\sim10^{40})。$$

写成 $N\sim\frac{4\pi}{3}n(c\tau)^3$，我们就得到

$$\frac{(c\tau)^2}{(e^2/mc^2)^2}\sim N\sim\frac{4\pi}{3}n(c\tau)^3,$$

或

$$c\tau\sim\frac{1}{n\frac{4\pi}{3}(e^2/mc^2)^2}。$$

因汤姆逊散射的截面 σ 为 $\frac{8}{3}\pi(e^2/mc^2)^2$，这一符合意味着星系际气体中光子的平均自由程 $1/n\sigma$ 可与哈勃半径相比拟。这样，具有大红移 Z 的射源就会受到严重影响。

精确的计算表明，对于 $n\sim10^{-5}$ 厘米$^{-3}$（爱因斯坦-德赛特模型），红移为 Z 的射源的亮度将会减小 $e^{-\tau_c}$ 倍，这里光深 τ_C 由下式确定：

$$\tau_C=0.046\left\{(1+z)^{\frac{3}{2}}-1\right\}。$$

对一个 $z\sim2$ 的类星体，τ_C 的值约为 0.2，$e^{-\tau_c}$ 约为 80%，因此在这样的红移下，这效应开始显得重要起来。对于 $z\sim4$，$\tau_C\sim0.47$，它大约足以影响到射电源的计数。注意，这效应与频率无关，因此对于光学源与射电源是同样重要的。它也和温度无关，因此它会直接给出 n，如果它能被观测到的话。

重要的是要记住，汤姆逊效应是一种散射，而不是真正的吸收。因此，分立射源对总背景的贡献不受汤姆逊散射的影响。如果已知射电源有足够大的红移，我们就可能利用这一事实来限定粒子的密度 n。其理由是，对一源若测得其流密度为 S，则它对背景的子贡献为 Se^{τ_c}，过大的 τ_C 值可能使总估算的贡献超过观测到的背景。

(iii) 色散。当射电波通过电离气体传播时，传播速率与波的频率有关，这就是说，介质是色散的。对于频率为 ν 的波（$\nu\gg$

ν_p)，如与自由空间中的传播相比，在其传播时每单位时间内的时间滞后约为$\frac{1}{2}\nu_p^2/\nu^2$。这里ν_p是等离子体的频率$(ne^2/\pi m)^{\frac{1}{2}}$，对$n\sim10^{-5}$厘米$^{-3}$，约为30赫。对于$\nu\sim20$兆赫，这一滞迟分数约为$10^{-12}$，对于具有大红移量的射源，总的传播时间约为$10^{10}$年，所以在20兆赫处滞迟大约是3天。可以料想，更加局域的电离区会产生比这更小得多的色散。因此，如果射电源变化时，其时间尺度不比3天大很多，我们也许就能够由此探测到星系际气体。

这个想法首先是由海道克(F. T. Haddock)和作者在1964年7月提出的，当时认为源未必会按照所要求的时间尺度在射电区内变化，虽然相应的光学变化已对某些类星体发现到了。可是，现在已经知道存在着河外射电变星(89页)，而它们仅仅在高频时($\nu^2\sim1000$兆赫)有变化，这时色散很小，变化时时间尺度太长(几年而不是几天)。假如具有所要求的性质的射电变星终究被发现(例如极遥远的脉冲星)，我们这里给出$n\sim10^{-5}$厘米$^{-3}$(爱因斯坦-德赛特模型)时的一个红移为z的源的时间滞后t的公式①：

$$t=\frac{2.7\times10^{20}}{\nu^2}\left\{(1+z)^{\frac{1}{2}}-1\right\}。$$

我们可以满怀希望地说，倘若这效应被发现了，并且发觉类星体满足这一关系式，那就会确定其红移的宇宙学本性(虽然必须考虑到源内部所发生的色散和其它与频率有关的效应)。更一般地说，如果n不是10^{-5}厘米$^{-3}$，爱因斯坦-德赛特模型并不正确，那么观测到的t、z关系式就会直接向我们提供有关标度因子R与时间的真正的依赖关系。

(iv) 法拉第旋转。许多河外射电源是线偏振的，电离星系际

① 原先论文中给出的公式是不正确的。其错误业经温伯格(S. Weinberg)所发现并加以改正。

气体对这种偏振的法拉第旋转（40页）会有贡献。这个效应的大小与星系际磁场的量值和尺度有关，这将在下一节中讨论。可是，这里值得指出，若 $n \sim 10^{-5}$ 厘米$^{-3}$，$H \sim 10^{-7}$ 高斯（这一数值是由金伯格和沙罗伐斯基所特别论证过的），长度尺度 $\sim 10^{6}$ 光年，则对于 $z \sim 1$ 的射源，气体在1米波长处会产生大约40弧度的法拉第旋转。在银河系的效应最小的方向上，典型的观测到的旋转要比这个值小得多；旋转与红移没有任何显著的依赖关系，这表明如果 $n \sim 10^{-5}$ 厘米$^{-3}$，星系际磁场大约就不太可能会超过 10^{-8} 高斯（否则它就应比 10^{6} 光年的长度尺度所标志的更加混乱得多）。

这就结束了我们关于星系际电离气体所引起的种种效应的讨论。其中有些效应是相当逗引人的，因为它们越来越显得重要了。也许在本书出版时，有些业已从可能上升为现实，这个过程在最近几年的宇宙学中已经变得惊人地迅速了。

星系际空间的宇宙射线和磁场

讨论星系际空间的宇宙射线和磁场似乎还为时过早，因为迄今还没有说明它们存在的直接观测证据。虽然如此，我们知道宇宙射线穿出星系的时间尺度一定比宇宙中的哈勃年龄来得小（第30页），这就自然产生了它们在星系际空间的流量问题。而且，如果观测到某些效应不存在，就使我们能够对某些决定星系际介质物理状况的参数给以有效的限制。我们在这里将讨论这些问题。

必须承认，我们并不知道我们自己银河系中的宇宙射线发源于何处。甚至我们不能肯定它们是起源于我们的银河系，虽然对能量低于大约 10^{17} 电子伏特的宇宙射线来说，很可能是银河系内起源的。不过，有些天文学家竭力主张所有的宇宙射线可能都是宇宙性的，这就是说，它们在星系际空间的流量也许和地球上观测到的相同。目前没有直接的证据反对这一假说。但是，如果最后

弄清楚星系际气体的密度的确是10^{-5}厘米$^{-3}$，宇宙射线就不可能是宇宙性的了。理由是，它们会与气体相互作用，使之加热到很高的温度，以致由此产生的X—射线流会超过观测到的X—射线背景。此外，相互作用还会产生π^0介子，它们会衰变为γ—射线，由此产生的γ—射线流会超过我们在50—100兆电子伏特的能量范围内对γ—射线背景所规定的上限。既然星系际气体密度结果也许是明显地小于10^{-5}厘米$^{-3}$，这个论据就可能是无关紧要的了，但它表明否定的结果如何可以利用于对发生在星系际空间的活性给以必要的限制。

关于宇宙射线中的电子成分，我们可以有更确定的论证。如果它们在星系际空间的流量和地球上观测到的相同，那么，它们和星系际星光与微波光子的(康普顿)相互作用就会产生难以置信的过高的X—射线流，如187页中所述。这个论据将宇宙射线电子的星系际流量限制为它们本地流的10^{-3}。而且，如果它们达到这一有限流量，星系际磁场的强度就不能超过2×10^{7}高斯。否则，它们的同步加速辐射就会超过观测到的背景射电辐射。

这就给我们提出了是否存在星系际磁场的普遍问题。有些宇宙学家曾诉诸这一磁场，来说明我们在星系和射电星系中所发现的磁场，否则就会难以说明。这种意见是，早在宇宙演化中，它处在和我们今天在星系中所得到的完全不同的物理状态时，星系际磁场就已经形成了。当时，在这些星系最初从星系际气体的凝聚中形成时，磁场可能即已存在。我们甚至可以推测一下今天在星系之间所看到的种种可能差异，以决定初始的磁场是更接近于平行其旋转轴，还是接近垂直于其旋转轴。例如有人曾提出意见说，射电星系的发展与其旋转轴和它的磁场之间的初始夹角有关。

如果存在星系际磁场，它在其它方面也会是重要的。我们已经提到过在星系际相对论性电子作用下的同步加速辐射，以及遥

远射电源偏振平面的法拉第旋转。除此之外，这一磁场在能量为10^{17}电子伏特的宇宙射线的传播中可能起着重要作用，这样能量的宇宙射线很可能是宇宙性的。所有这些都是推测性的，但看来很可能在以后几年对于星系际宇宙射线和磁场的天体物理作用这一问题可以得到确定的结论。它反过来又可能具有重要的宇宙学含意，尤其是星系际磁场，对于膨胀着的宇宙的早期密集阶段也许具有关键性的重要作用。

十一、氦问题

引言

氦问题是一个大问题的一部分，这个大问题就是要了解全部宇宙中所有化学元素相对于氢的丰度。我们之所以要把氦的问题单独提出来，并且在一本关于宇宙学的书中讨论它，是因为我们现在完全有理由认为，在膨胀着的宇宙的早期密集阶段氦也许就已经形成了，而较重的元素，则可能是在星系发展之后，在恒星或大质量天体中形成的。

这个问题的提出首先是因为丰度的测定表明在我们银河系中大致有 92% 的原子是氢，8% 是氦，而只有千分之一是较重的元素。氢和其它元素丰度之间的这一显著悬殊，使我们提出这样一个假说：物质是从最简单的元素一氢开始的，而后发生了核反应，使这种物质中一小部分转变为较重的元素。按照这一看法，地球本身曾丧失其大部分的氢，而从其弱的引力场逸出，这是它仅有的一个不纯疵点。

有两个理由使人们相信氦和重元素的起源不同，这两个理由是完全一致的。其一是，我们以后将看到，我们银河系里的恒星大约只能产生观测到的氦的 1%，而它们却可能产生全部的重元素。其次，在宇宙的早期密集阶段氦可能业已产生，而重元素则不然。

氦的丰度

迄今已有三种方法，来估计各种天体的 He/H 的比值

(i) 谱方法，它需测定有关天体光谱中氦谱线的强度。

(ii) 宇宙射线法，它只适用于太阳，需测定太阳所贡献的那一部分宇宙幅射中的各种元素(包括α粒子)的相对丰度。

(iii) 恒星结构法，要求恒星的观测性质符合恒星结构理论的预言，即可以推出它们的氦含量。

我们依次来考虑这些方法。

(i) 谱方法。 其想法是测量各种天体光谱中氦谱线的强度，然后根据谱线形成的理论，推出氦的相对丰度。对恒星而言，这一程序遇到一些困难。观测氦谱线是不容易的；从观测到得出丰度而经过的理论途径冗长、复杂而且不确定；丰度得到后，它是否只是涉及到形成谱线的表层，还是表示整个恒星原初的组成，就不清楚了。

氦谱线之所以难观测是因为最明显的线是在紫外区，所以在地面上观测不到。即使在大气层外进行紫外观测，也因星际氢的吸收而受到严重阻挠。要在可见光区得到强的谱线，氦必须是高度被激发的，所以只在十分灼热的恒星表面才有。根据我们对恒星演化的了解，这就意味着便于进行谱测量的恒星要末一定是年轻的，要末是高度演化了的。无论是哪一种情况，都不能保证我们所观测的是组成恒星的、以后未曾受到恒星中核反应沾染的原始的氦。

氦的谱线事实上已在不同类型的天体中观测到：主序星O与B星，高度演化的B星，气状星云以及行星状星云。直到最近，这些观测指出凡是能观测到氦的地方，氦的丰度都有一个最小值，大约是每十一个氢原子中有一个氦原子。此后我们将看到，这是银河系的恒星所产生的很高的氦丰度，它使人们想到，1/11 这个最小比值就代表银河系形成时的相对氦丰度，在银河系形成后，局部观测到的比值的增加，和局部所产生的氦有关。

可惜，对于这一简单的图象，1966 年以后有几位观测者报导

说，存在着一些恒星，其中氦的丰度很低，与$\frac{1}{11}$的"最小"比值相比，有时只有它的百分之一。人们多方尝试，试图寻找这些特殊恒星表面上的特殊条件来解释这些观测，但这些尝试都有其自身的困难，问题极其模糊不清。我们不想深入讨论这个问题，因为这一讨论会涉及到恒星大气情况的复杂细节，而这会使我们远离宇宙，总之，它并没有得到很好解释。对于我们所说的已开始收集到关于低丰度氦观测证据这一点，也许是一种误解。我们希望对此能找到某些适当解释，因此我们仍保留这个暂时的假说，即认为最小比值确是接近于1/11。

(ii) 宇宙射线法。 太阳光谱中的氦谱线太弱了，不能利用来比较精确地测定氦丰度（就这点来说，太阳是一颗冷星）。我们可以改而利用这样一个事实：在太阳 次强耀斑之后一定时间，便有一阵低能宇宙射线到达地球，这些宇宙线已知是起源于太阳的。在这些宇宙线中，α 粒子相对于碳、氮和氧的普通同位素的丰度，可能就反映了它们在太阳表面的相对丰度，因为它们全都有相同的荷质比，所以它们大概是以相同方式被加速的。对于碳、氮和氧，观测结果证实了这个论点，如果推广到氦，也给出 He/H 的比值是 1/11（根据兰姆伯特(D. L. Lambert)最近重新测定，这个比值略小些）。

(iii) 恒星结构法。我们对恒星结构的了解现在已是相当深入了，以致我们从一颗恒星的绝对光度及其表面温度，就可以知道它的组成。特别是，如果我们知道它的重元素含量(这往往易从其光谱估计出)，我们就能推算出它的氦含量。这个方法的优点是，氦含量是指恒星总体的，而不仅只是指产生谱线的表面层的。太阳的氦含量已经用这种方法测定了，其结果与宇宙射线法是很一致的。

如果我们每次所研究的不只是一颗恒星，而是年龄大概相同并有很好确定的主序星的星团中的一群星，恒星结构法就尤其有效。然而，这方法不是很简单的，因为即使测定一颗恒星的绝对光度和表面温度，也是有困难的。事实上，迄今所取得的结果和大多数的光谱测定是相符的，它们所给出的氦丰度都不小于 1/11（甚至对某些光谱反常的恒星也如此）。可惜，有关的星团是晚近才从星际物质形成的，所以这还不能直接告诉我们银河系的原始氦含量。

近年来对这种方法提出了两种修改方案。其一是考虑年老的恒星在其氢燃料耗尽后，由于演化而离开主序星的过程。福克勒和阿爱班（I. Iben）研究过这个问题，他们也发现，仅当 He/H 的比值约为 1/11 时，才能解释观测结果。克雷斯弟（R. Christy）在对变星脉动进行困难的非线性计算时，得到了同样结果。在这些恒星中氦的电离效应似乎有助于触发脉动，而且 He/H 的比值除非等于 1/11 左右，否则计算出的光线曲线就与观测结果很不相同。

所有这些方法无疑都是很复杂的，而且在论证的许多阶段都会有不确定的因素。不过，如果氦含量比 1/11 小得多的一种模型由于某种其它理由而被认为是合适的话，都会对上述种种情况带来很重要的变化。因此，尽管还是尝试性的，我们再次得出结论说，对银河系中 He/H 的现在比值至少是 1/11 这一点，我们必须寻找出一种解释。

恒星中的氦产生

首先要提的一个问题是：在约为 10^{10} 年生存期间内，银河系的恒星已经形成了多少氦？我们知道，大部分恒星在其内部深处由于氢聚变为氦而产生能量。这些氦中有些将由于各种类型的爆发

过程而转移到星系际空间，因此会污染那些较近期从星际介质形成的恒星。我们能否借助这种过程来解释所有氦丰度的测定结果呢？

答案似乎是“否”，这大约有10倍的出入。银河系的光度约为10^{44}尔格·秒$^{-1}$，如果它在10^{10}年中始终不变，它就会产生总共约为3×10^{61}尔格的能量。如果我们作一简便假定，认为所有这些能量都是由于氢聚变为氦释放出来的，这就会产生出约为10^{43}克的氢（氦核的结合能是2.5×10^{-5}尔格）。可是，银河系的全部质量大约是4×10^{44}克。因此，根据这一论证，He/H的比值从质量说就只会是1/40，从数量说则是1/160。这比观测到的数量1/11的十分之一还小。

这个结论与银河系的光度过去并不比它现在大多少的假定有着密切关系。然而，有些天文学家曾提出意见说，当银河系还很年轻的时候，曾发生过一次形成恒星的强大爆发，而这些恒星有足够大的质量很快演化，从而产生出所需要的氦。仔细检验时，这一意见便遇到严重困难。主要问题是要保证氦在大质量恒星中被燃烧并变为重元素之前就确实已转移到了星际空间。仔细的计算有力地提示我们，氦在离开恒星之前事实上被烧掉。

这些计算假定，氢并没有靠对流而从恒星的外围不断进入其中心区。这种缺乏对流的情况，普遍被认为是确定无疑的，可是近来拉道克斯（D. Ledoux）提出了异议，他指出，只要恒星成分保持完全的混合，肯定就会有大量的氦产生。不过就现在的目的看来，混合似乎还是不够充分的。

充分的对流很可能会发生在“超质量”的恒星中（这是质量比太阳大10^{4}以上的恒星），而不是发生在迄今我们所考虑的具有几个太阳质量的恒星中。倘若这些超质星的恒星在银河系的历史中早已形成，它们也许已经生产出所需的氦，而这些星体则已化为灰

烬。这就留下一个值得认真对待的可能性，但有多大可能则很难估计。我们对现存的那些恒星的形成了解得还很少，因此，对其它类型恒星的存在我们就更无法说些什么中肯的话了。总而言之，近年来天文学家已经逐渐理解到他们对物质所能具有的宏观形态知道得是何等之少。射电星系、类星体、X-射线源、红外星和脉冲星，在它们被观测到之前，它们的存在都是我们所预料不到的。在我们能有把握地宣称超质量的恒星形成之前，会有一段漫长的时间。

结论

我们以这样含糊不定的语气结束本章时，感到有必要尝试总结一下这一复杂的讨论。读者可能已注意到，和其它一些具有宇宙学意义的观测不同，氦丰度的测定和解释要凭借范围广泛的极其复杂和难以理解的天体物理过程。有关的论证与恒星结构、恒星演化、恒星大气甚至恒星形成的某些细节有着密切关系，这些细节丝毫没有得到肯定确立。这种情况在天体物理中是有代表性的。我们必须通过一些模糊不定的考虑去在复杂迷津选择我们的道路，每个新的结果在任何时候都可以改变这个已经得到的微妙平衡。非常幸运的是，有一个新的结果改变了这种平衡，它有利于He/H的1/11的最小比值和这个比值的宇宙学起源。这就是宇宙微波辐射的发现。要评价这一发现的意义，首先就要考虑宇宙在其早期密集阶段所可能发生的过程。这个问题将在下一章中详细讨论。

十二、热大爆炸

引言

宇宙的早期密集阶段温度极高，足以发生热核反应，这个观念首先是由伽莫夫 (G. Gamow) 在 1946 年提出的。他当时希望，用这些反应可能会说明观测到的氦丰度，甚至也许能说明所有元素的丰度。这个观点后来被称为 α—β—γ 理论（名称来自阿菲尔 (R. A. Alpher)、贝特 (H. A. Bethe) 和伽莫夫本人的一篇关键性的论文），又称热大爆炸理论。现在几乎可以肯定，这个理论不能说明比氦重的元素的存在（锂-7 可能是例外），但它能够说明十二个原子中有一个是氦的氦丰度，这是大多数观测所要求的丰度。这样，宇宙的行为在其最初的几分钟之内也许就留下了它的永恒标志。

这情况的一个最激动人心的特点或许是，促使氦形成所需要的热量可能也在宇宙间留下了它自己的永恒标志，这就是它可能采取了宇宙辐射场的形式，这辐射场现在可能有一个低而不等于零的强度。事实上，由于一种奇怪的反常，我们以后将说明，这种辐射场现在的强度愈低，因而探测起来愈难，则产生的氦丰度就愈大。因此，如果一位有怀疑的物理学家试图将宇宙学从前门掷出去，它却从后窗又进来了。

事实上，宇宙辐射场现在几乎肯定是被探测到了，它的频谱和强度，与 α—β—γ 理论的预言非常吻合（第十三章）。因此我们必须认真对待这个理论。要理解它，就必须了解膨胀的宇宙中辐射场的特征。这种特征导致辐射占优宇宙的观念，我们将在本章讨

论这种宇宙的性质；由此引起的核反应则留待下一章讨论。我们尤其将看到，这辐射会很快达到热力学平衡，因而可以只用温度来表征。这温度又随着宇宙膨胀而降低。这种“黑体”辐射的热力学性质在讨论中起着重要作用。对这些性质不熟悉的读者只要求他信赖由其推出的方程就行了。

膨胀宇宙中的辐射

在膨胀的宇宙中，比较一下物质与辐射的特征是重要的。当宇宙膨胀时，物质粒子的密度 ρ_{mat}、因而物质的静止能量密度 $\rho_{mat}c^2$ 随着体积元的增大而按比例地减少（这里假定物质是守恒的）。若用第八章的标度因子 R(t) 表表示，则有

$$\rho_{mat}c^2 \propto \frac{1}{R^3(t)} . \tag{1}$$

现在假定宇宙充满着均匀各向同性分布的辐射。当然，这辐射相对于物质以光速运动，而相应于这一运动的红移，使辐射能量又减小 1/R(t) 倍(119 页)。这里用光子考虑问题是有帮助的。单位体积内的光子数和单位体积内的物质粒子数以同样方式减少($\propto 1/R^3(t)$)，但物质粒子的静止能量不变，所以每个光子的能量按因子 1/R(t) 减小。因此，对辐射的能量密度 $\rho_{rad}c^2$ 应有

$$\rho_{rad}c^2 \propto \frac{1}{R^4(t)} .$$

利用想象中的反射镜，也许是取得这一重要结果的一种更简便的方法。设宇宙中有一小的体积元。每当一个光子离开这体积元时，平均地说便有一个同样的光子进入其中（我们假设光子在各个方向是均匀分布的）。因此，如果我们在这体积元的四周用一些完全反射的壁包围起来，这些壁随着宇宙膨胀而向外运动，则上述情况将基本不变。现在，由于在一个运动着的镜子上反射，便

产生多普勒效应，这效应就引起红移。这种看法的优点是可以撇开那些复杂而同这里毫不相干的宇宙学方面的问题（在给定位置上的辐射可以起源于很远距离的射源，等等）。在一个膨胀着的完全反射的围壁里辐射的特征是大家所熟知的，而且在标准辐射热力学的基本讨论（例如维恩定律的推导）中是常见的。为了得到（2）式，我们只要应用绝热关系

$$pV^{\gamma} = 常数$$

式中 p 是辐射压力，V 是体积，γ 是比热之比（对各向同性的辐射它等于 4/3）。因为 $V \propto R^3(t)$，故有 $P \propto 1/R^4(t)$。但对各向同性的辐射，压力与能量密度的关系式是 $p = \frac{1}{3}\rho_{rad}c^2$，所以我们又得到

$$\rho_{rad} \propto \frac{1}{R^4(t)}.$$

现在，如果比较（1）式和（2）式就可看出，只要一有辐射存在，则对于足够小的 R(t)，辐射的能量密度便超过物质的静止能量密度。在本书所考虑的点源模型中，R(t)在过去可以变得任意小，所以我们同意伽莫夫，可以断言这些模型的最早期阶段是辐射占优势的。我们不久即将看到这个阶段能持续多久。目前我们只须记住 R(t) 的相应变化是（第八章）

$$R(t) \propto t^{\frac{1}{2}} \qquad (t小值)。 \qquad (3)$$

我们现在要来看看，作为辐射与物质之间相互作用的结果，热平衡是否会建立起来。因为在足够早的阶段物质的激发程度很高（t = 0 时形式上是无限大），故可假定物质是被电离了，而且对我们的目的来说，只考虑电子对光子的非弹性（自由—自由）散射就够了。如果在任何阶段，散射的时间比宇宙中物质的密度譬如说减少一半所需的时间小很多，那就可以保证热平衡可以建立起来。

不难证明这个条件在足够早的时期是容易得到满足的。

因此，只要有某种物质存在，能提供必要的相互作用，就能确保宇宙在其早期辐射占优势的阶段时，辐射具有平衡的（黑体）谱，它可以用温度 T_{rad} 完全表征。这温度与能量密度 ρ_{rad} 的关系，可用通常的黑体公式表示：

$$\rho_{rad} = aT^4_{rad},$$

式中 a 是斯忒藩常数，其值为 7.59×10^{-15} 尔格・厘米$^{-3}$度$^{-4}$。因此，$T_{rad} \propto \rho_{rad}^{\frac{1}{4}} \propto 1/R_{(t)} \propto 1/t^{\frac{1}{2}}$。广义相对论给出了精确的关系：

$$T_{rad} = \frac{1.5\times10^{10}}{t^{\frac{1}{2}}_{sec}} \,^{\circ}\mathrm{K}\ (t\ 小值) \tag{4}$$

这样，如果辐射在大爆炸以后一秒钟的时间仍然占优势，辐射温度就会达到 $1.5\times10^{10}\,^{\circ}$K。实际上，这一温度相当于大约 1MeV 的能量，所以有电子、正电子对产生，而且它们也会达到热平衡。如果考虑到这些电子对，又考虑到产生所谓电子型和 μ 子型中微子对的话，总能量就变为$\frac{9}{2}aT^4$（不是 $4aT^4$，尽管存在着四种相对论性的场：光子、电子对以及两种类型的中微子对，因为电子与中微子遵从费米-狄拉克统计），而温度变为

$$T_{rad} = \frac{10^{10}}{t^{\frac{1}{2}}_{sec}} \,^{\circ}\mathrm{K} \qquad (t\ 小值)$$

这是一个很简单的结果。

我们现在必须考虑黑体辐射在后来辐射不再占优势时的情况。倘若辐射和物质没有进一步的相互作用，我们用反射镜所作的论证可以使我们确信，辐射仍会保持黑体性质，而其温度遵从绝热关系

$$T_{rad}V^{\gamma-1} = 常数$$

这说明

$$T_{rad} \propto \frac{1}{R(t)}\ , \tag{5}$$

因为 $\gamma = 4/3$，而 $V \propto R^3(t)$。在辐射占优势阶段这是与(4)式相符的，但(5)式是十分普遍的结果只要与物质无显著相互作用。反之，物质的温度(在与辐射无显著相互作用时)满足如下的绝热关系：

$$T_{mat} V^{\gamma - 1} = 常数\ ,$$

现在对物质而言 γ 的近似值是 5/3，这是代表理想气体的情况。这样就有

$$T_{mat} \propto \frac{1}{R^2(t)}\ .$$

我们现在得到以下的结果：

(i) 辐射的能量密度随时间的减少，比物质的静止能量密度快。

(ii) 辐射的温度随时间减小，比物质的温度慢①，除非辐射与物质有着强烈的相互作用，这时它们当然有相同的温度。注意，黑体辐射的能量密度与温度是相互依赖的，而物质的静止能量密度与温度则是完全无关的性质。

我们现在转到如何方便地确定宇宙中物质与辐射的相对数量这个重要问题。比较它们的能量密度是不方便的，因为这一比较会与时间有关。可取的办法应是利用一种大体与时间无关的测量。要找到这样一种测量，我们记得，辐射的能量密度是比物质下降得更快的，因为每个光子随着时间的消逝逐渐向红端移动。那么，显然我们所要做的就是将光子的数密度与物质粒子的数密度相比较；两者都象 $1/R^3(t)$ 那样地减小，即象 T_{rad}^3 那样减小。这后一关系对于具有黑体谱的光子来说是一标准关系。大部分能量是

① 我们在第十章曾用过这一结果。

被光子带走的，单个光子的能量与 T_{rad} 成正比，而因为总能量密度与 T_{rad}^4 成正比，所以光子的数密度与 T_{rad}^3 成正比。

进行这一比较的另一种方法，是利用黑体辐射的熵密度 S。不熟悉这个概念的人可以继续用光子的数密度考虑问题，事实上光子的数密度是与黑体辐射的熵密度成正比的。现在，黑体辐射的热力学理论告诉我们，

$$S = \frac{4}{3} a T_{rad}^3 .$$

但我们曾看到，物质粒子的浓度 n 与 T_{rad} 具有同样的关系：

$$n \propto T_{rad}^3 .$$

因此，每个粒子的熵 $S/n(=s)$ 与 T_{rad} 无关，故与时间无关。所以，我们将用 s 这个量作为我们对辐射与物质的相对数量的量度。这方法还有一个优点，就是它提醒我们，可能是在某处由某种原因发生了一些不可逆的过程，使每个粒子产生了这许多的熵。这种观点比那种认为我们宇宙中 s 的实际值是宇宙的初始条件之一的假定来说似乎无疑是一个更有成效的观点，虽然有些宇宙学家事实上是支持后者的。

在结束这一章时，我们来确定一下宇宙在何时不再是辐射占优势的。辐射-物质比愈大，即 s 值越大则辐射不占优势到来的时刻越迟。当然，辐射优势还没有一个精确的定义，所以我们将确定辐射和物质具有相同能量密度的时间。若用每单位立方厘米内的克数来表示，我们有

$$\rho_{rad} = 8.42 \times 10^{-36} T_{rad}^4 ,$$

$$\rho_{mat} = \frac{4}{3} \frac{a m_H}{s} T_{rad}^3$$

$$= \frac{1.3 \times 10^{-38}}{s} T_{rad}^3 ,$$

式中 m_H 是以克计的氢原子质量。当

$$T_{rad}=\frac{1.6\times10^{-8}}{s}$$

时，两个密度相等。只要这时 t 不太大，我们就有

$$t_{sec}\sim\frac{10^{20}}{T_{rad}^{2}},$$

因此辐射与物质具有相同能量密度的时刻 t_0 为

$$t_0\sim3\times10^{25}s^{2}\text{秒。}$$

这时共同的密度是

$$\frac{6\times10^{-47}}{s^{4}}\text{克}\cdot\text{厘米}^{-3}.$$

现在的物质密度大概是在$\sim2\times10^{-31}$克·厘米$^{-3}$(低密度宇宙)和$\sim2\times10^{-29}$克·厘米$^{-3}$(高密度宇宙)之间。因为

$$\rho_{mat}\propto(1+z)^{3},$$

所以等量密度时代相对于我们现在的红移量，在低密度宇宙中为

$$1+z\sim\frac{7\times10^{-6}}{s^{\frac{4}{3}}},$$

在高密度宇宙中为

$$1+z\sim\frac{1.4\times10^{-6}}{s^{\frac{4}{3}}}.$$

要算出这些量，就需要知道 s。我们可以用两种方法估算它，这就是要求在辐射占优势阶段氦的形成应给出He/H的比值为1/11，或利用现在测得的黑体辐射温度。我们将看到这两种方法可给出相同的 s 值，这就促使我们认为，宇宙学和天体物理可能是密切地联系在一起的。

十三、热大爆炸中的氦形成

引言

阿菲尔、贝特和伽莫夫在1948年首先对热大爆炸中氦的形成作了详细计算。我们现在知道这一计算基本上是错误的，但其中许多观念是有价值的，我们这里将对它作一简短说明。然后我们考虑正确的计算，它现在已经达到相当的精确度了。这些结果可以使我们对上一章所引入的基本量 s，即每个粒子的熵，加以重要的限制。已证明这个量有很大意义，它提出了一个重要而困难的问题，即导致产生每个粒子具有这样多熵的不可逆过程是什么。我们在本章结束时，以推测的语气讨论了可以抑制原始氦形成的种种可能的机理，但仍不不超出热大爆炸理论的范围。目前看来这些机理还未必有效，可是它们是作为一种告诫而提出来的，这就是热大爆炸的理论在实际上也许并不像它的基本观念在原理上那样的简单。

α—β—γ 理论

除了热大爆炸本身以外，这个理论的基本假定是，物质最初是由中子组成的。我们以后必须诘难的正是这一点，但目前让我们暂且承认它。那样，在早期阶段温度（以°K计）和时间(以秒计)之间的关系就会是

$$T=\frac{1.5\times10^{10}}{t^{\frac{1}{2}}}$$

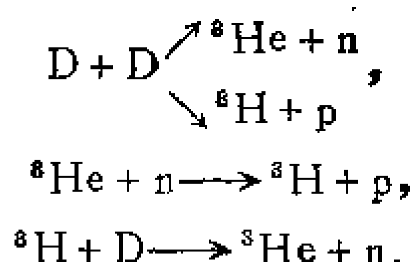
现在，中子衰变为质子，电子和反中微子的半寿命是700秒。

这就是说，在没有其它核反应的情况下，中子和质子在 $t=700$ 秒时会有相同的数目，其时温度会降到大约 5×10^{8}K。可是，如果物质的密度足够大，事实上就可能发生速率比 1/700 秒$^{-1}$更快或者相当的核反应。这些反应中最慢的一种就是中子与质子结合成氘。氘的结合能则以 γ 射线的形式发射出来：



$$n+p\longrightarrow D+\gamma. \qquad (2)$$

这个反应很快跟随着一系列反应，其最终产物主要是氦。这些反应的典型例子是：



$$D+D\nearrow{}^{3}He+n, \quad \searrow{}^{3}H+p$$

$${}^{3}He+n\longrightarrow{}^{3}H+p,$$

$${}^{3}H+D\longrightarrow{}^{3}He+n.$$

所有这些反应都比(2)快得多，所以形成氦的数量主要取决于（2）所形成的氘多少。如果这一反应在 $t=700$ 秒时的速率超过 1/700 秒$^{-1}$ 左右，则由中子衰变生成后的质子与中子很快就结合起来，因而所有的物质几乎都变成了氦。如果反应速率小于 1/700 秒，则由于宇宙膨胀，物质密度在大量的氘形成之前就已下降，这就使(2)的反应速率还要进一步减低。既然这一速率取决于所产生的中子密度与质子密度，并取决于温度，所以它比宇宙膨胀的时标倒数减低得更快，所以基本上没有氦形成。这样，从没有氦到全都是氦的转变是在参数 $s(\propto T^{3}/n)$ 的一个小范围内发生的，这 s 值确定着 $t=700$ 秒时的物质密度。

因此，s 的正确值要紧密地由如下要求确定：形成氦的数量应大致相当于氢剩下的数量。这一 s 值大约是 10^{-8}。从热力学看，用玻耳兹曼常数 $k(=1.37\times10^{-16}$尔格·度$^{-1})$ 来表示 s 是更方便的。因此所要求的 s 值便是

$$s\sim10^{18}k \qquad (3)$$

关于这个结果值得注意的是，我们能肯定地不接受它，因为它比观察所允许的大。我们曾在上一章末尾看到，s是与时间无关的，所以按这一理论它现在的值也应当是 10^{13}k。此外，如果考虑到由星系中的不逆过程在本地产生的熵，s 的现在值就还会大些。然而，如果我们认为(3)式只是对黑体辐射而言，那就和观测完全不符了。

我们知道，现时粒子密度的最小可能值大约是 10^{-7}厘米$^{-3}$。这样，要能产生10^{13} k 的s，则现在的黑体温度的最小值由下式确定：

$$10^{13}k \approx \frac{\frac{4}{3}aT_{now}^3}{10^{-7}},$$

由此便得

$$T_{now} \sim 25°K.$$

这就太大了，是不能接受的。这里还完全没有说到下一章所讨论的观测到的微波背景辐射是否实际具有黑体谱的问题，那些微波观测，明显地排除温度高于 3 °K的黑体辐射场。这些看法也适用于星际氰的情况，它也要在下一章讲到，它的作用是在波长2.6 毫米处作为辐射场的一个温度计。对氰的观测无论是作什么解释，只要是正确的，对黑体部分都一再给出了 3°K的上限。最后，25°K辐射场对宇宙线质子和中子的影响(正如第十五章中讨论到的)也容易被注意到。这后一论点并不完全像另外两个那样直接了当，也不会得出刚好这样一个恒定的上限。可是，黑体温度不可能比由宇宙线分析所给出的10°K限制高很多。

T_{now} 的预言如果超过10 左右就很严重了，因为 s 依赖于 T 的三次方。这样我们所能允许的 s 的最大值就大约是 10^{10}k。此外，如果现时粒子密度值大约是 10^{-5}厘米$^{-3}$，s_{max}就会是10^{8}k 左右。不管怎样，$\alpha-\beta-\gamma$ 理论预言所有的物质基本上必须是取氦的形式，这是与观测不符的。

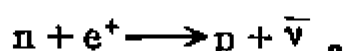
林忠四郎的理论

林忠四郎在1950年指出了$\alpha-\beta-\gamma$理论中的谬误。在早于2秒的时间，温度就会超过10^{10}°K，这超过了产生正负电子对的阈能。（一对正负电子需要$2m_ec^2$的能量，大约是1Mev；在10^{10}°K时许多光子都有这样大的能量。）这些电子对的影响有二。首先，一个较小的影响是，它们的引力场改变了膨胀的时标。如果考虑到也会被激发起来的中微子对，关系式(1)就变成

$$T=\frac{10^{10}}{t^{\frac{1}{2}}},$$

这是我们在上一章曾讲到的结果。

电子对的一个更重要得多的影响如下。一半的中子转变成质子不是花700秒的时间，而是可能花更短得多的时间。理由是，中子可能通过所谓弱相互作用与热激发的正电子发生相互作用，而产生质子和中微子：



$$n+e^{+}\longrightarrow p+\bar{\nu}。$$

这过程的反应时间已证明是小于$t<\sim1$秒，即$T>10^{10}$°K的膨胀时间。由于热激发的反中微子的存在，逆过程也发生得很快，所以林忠四郎提出，在温度高于10^{10}°K时，所有形式的物质和辐射之间都已达到完全的热平衡。若低于10^{10}°K，弱相互作用就不再能维持中子与质子处于统计平衡中了，因为这时电子对的浓度开始很快下降。这时n/p的比值就被"冻结"，直到几百秒以后，中子的衰变开始变得显著起来。这一冻结的比值，对应于温度略低于10^{10}°K时的热平衡，它大约是15%。

和$\alpha-\beta-\gamma$理论中的假设不同，比值n/p在100秒时的这一变化，完全改变了最后的氦丰度。当然，正如$\alpha-\beta-\gamma$理论中一样，对于足够低的物质密度，基本反应(2)是从来没有发生过的，因而不

会形成很多的氦。在较高密度下，反应的确能发生，但温度高于10^9°K时，有足够多的光子很快使氘蜕变，以致效率依旧是低的。到10^9°K($t=100$秒)时，情况就不再如此了，这是氦开始增加起来的时候。在这一阶段，中子有它们的冻结丰度，并且它们全都和质子结合成氦。

我们现在看到这情况与$\alpha-\beta-\gamma$理论有着重要的不同。中子的冻结丰度与物质密度、即与s几乎无关，而与温度和弱相互作用的性质有关。因此，只要密度足够大，使基本反应(2)比膨胀时间快，则无论密度多大，这一固定的中子浓度便都结合到氦核中。这样，氦丰度与s的关系曲线便有一个坪，当s很低，以致宇宙在10^{10}°K时仍然是物质占优势的情况，事实上才有明显的偏离坪的现象。这时我们就回到了$\alpha-\beta-\gamma$的情况，大多数的物质都会转变成氦。

详细计算表面，这个坪对于s的大约10的六次方变化范围内部几乎保持不变。即使没有详细的计算，根据我们对中子冻结比值的15%的估计，我们也能估计出这个坪的高度。因为在氦核中质子和中子数相同，并且在坪上所有的中子均结合到氦核中，所以最后的氦丰度在坪上就质量来说应当是30%。这和我们根据第十一章所需要的27%基本相同。

要精确确定坪上丰度的数值以及它在这个范围内与s的(微弱)依赖关系，就需要对弱相互作用有准确的了解，也需要对轻粒子之间的全部反应进行数值计算，而前面只列出了其中少数几个反应。林忠四郎原来的坪丰度值是40%，比容许的观测值大了些。后来由阿菲尔、福林(J.W.Follin)和赫曼(R.C.Herman)，荷艾耳和托勒(R.J.Tayler)斯密尔诺夫(Y.N.Smirnov)以及皮布耳(P.J.Peebles)等人进行了一系列计算，给出的数值约为35%，还是大了些。若为了避免这个困难而把坪降低，那就又会遇到和

$\alpha-\beta-\gamma$ 理论同样的问题，即今天的黑体温度数值过高，因而不能接受。

这就是迟至 1966 年为止的情况，皮布耳在这一年发表了另一篇计算，改进了他的数值积分的精确度。他这时得到的坪丰度是 27%，和所要求的数值非常吻合。他的结果在 1967 年得到瓦格纳(R. V. Wagoner)、否勒和荷艾耳的证实，他们进行了更精细得多的计算。理论的这一成就是如此令人鼓午，问题又如此重要，以致值得我们仔细考察一下这些结果及其含意。

瓦格纳—否勒—荷艾耳计算的含意

这些计算考虑了轻元素之间可能发生的所有反应，使用了最新的截面值。重元素的形成也考虑到了(包括144 种不同的反应)，其结果将在以后述及。最后的氦丰度作为 s 的函数图形，示于图 47 中。在坪以上的区域，宇宙在核反应进行期间是物质占优势的，图中未包括在内，因为要处理这样的区域计算机的程序需要有相当大的修改。

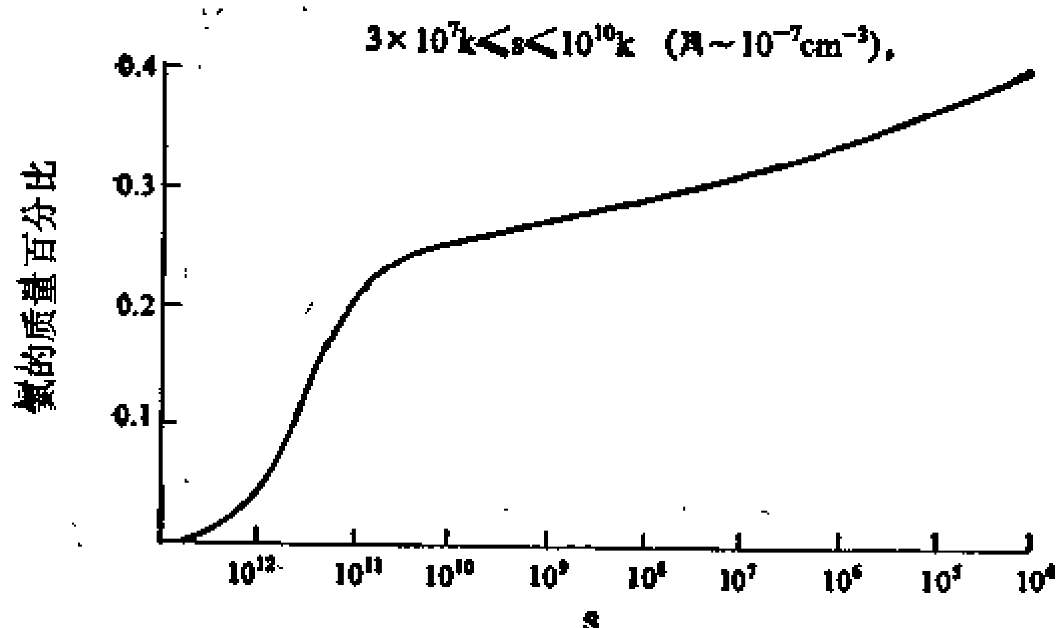


图 47. 热大爆炸中氦的生成。图示质量的相对丰度是每个粒子熵 s 的函数，s 以波耳兹曼常数 k为单位。

坪自 $s\sim10^4k$ 开始，其时氦丰度为40%，到 $s\sim2.5\times10^{10}k$ 为止，丰度为24%。因此氦丰度的改变小于一倍时，给定温度下的物质密度可以改变 2.5×10^6 倍。这说明观测到的氦丰度并不是s值的一个灵敏指示器。也许，合理的要求是计算出的氦丰度 X_{He} 应在25%到30%之间。这时我们有

$$3\times10^7k\leqslant s\leqslant10^{10}k\ (30\%\geqslant X_{He}\geqslant25\%)。$$

要是我们记得本章第一节中对S所加的限制，我们就可以缩小这个不等式的范围。对于低密度的宇宙，不存在进一步的限制，因而我们有

$$3\times10^7k\leqslant s\leqslant10^{10}k\ (n\sim10^{-7}厘米^{-3})，$$

而对高密度的宇宙，不等式的范围就更有限了：

$$3\times10^7k\leqslant s\leqslant10^8k\ (n\sim10^{-5}厘米^{-3})。$$

如果认为黑体辐射的现在温度是3°K，则有两个极限结果：

$$s=10^{10}k, X_{He}=25\%\ (n\sim10^{-7}厘米^{-3})，$$

$$s=10^8k, X_{He}=29\%\ (n\sim10^{-5}厘米^{-3})。$$

按照瓦格纳，否勒和荷艾耳，他们对 X_{He} 的计算准确到1%①。因此，倘若观测到的最小氦丰度能有比如10%的精确度，我们这个理论就会得到现在物质密度n的最接近的界限，而正如我们在本书前面几部分所看到的，这会是一个具有重大意义的结果。

我们也必须简短提一下瓦格纳、否勒和荷艾耳关于生成其它元素的结果。他们的全部结果如图48所示。可以看出，对于 $s\sim10^{10}k$，D和 ^3He 的丰度与观测颇为一致，甚至Li也能使之一致，只要我们容许物质分布有局部的不规则性，使s减小约100倍。这样的考虑会支持一个低密度的宇宙。可是，正如瓦格纳，否勒和荷

① 可是，最近的实验证据表明，中子的半寿命比以前我们所认为的大约要小10%。这使得弱相互作用的耦合常数增大。这就会意味着中子维持在热平衡的时间长，因此中子的冻结丰度会减小。根据泰勒，最后的氦丰度也会减小大约10%。

艾耳所指出的，还有一些非宇宙学的机理，可以形成（或破坏）这些轻元素，目前情况还完全不清楚。

图 48 也给出了初始时生成比氦重的元素的结果。与以前的

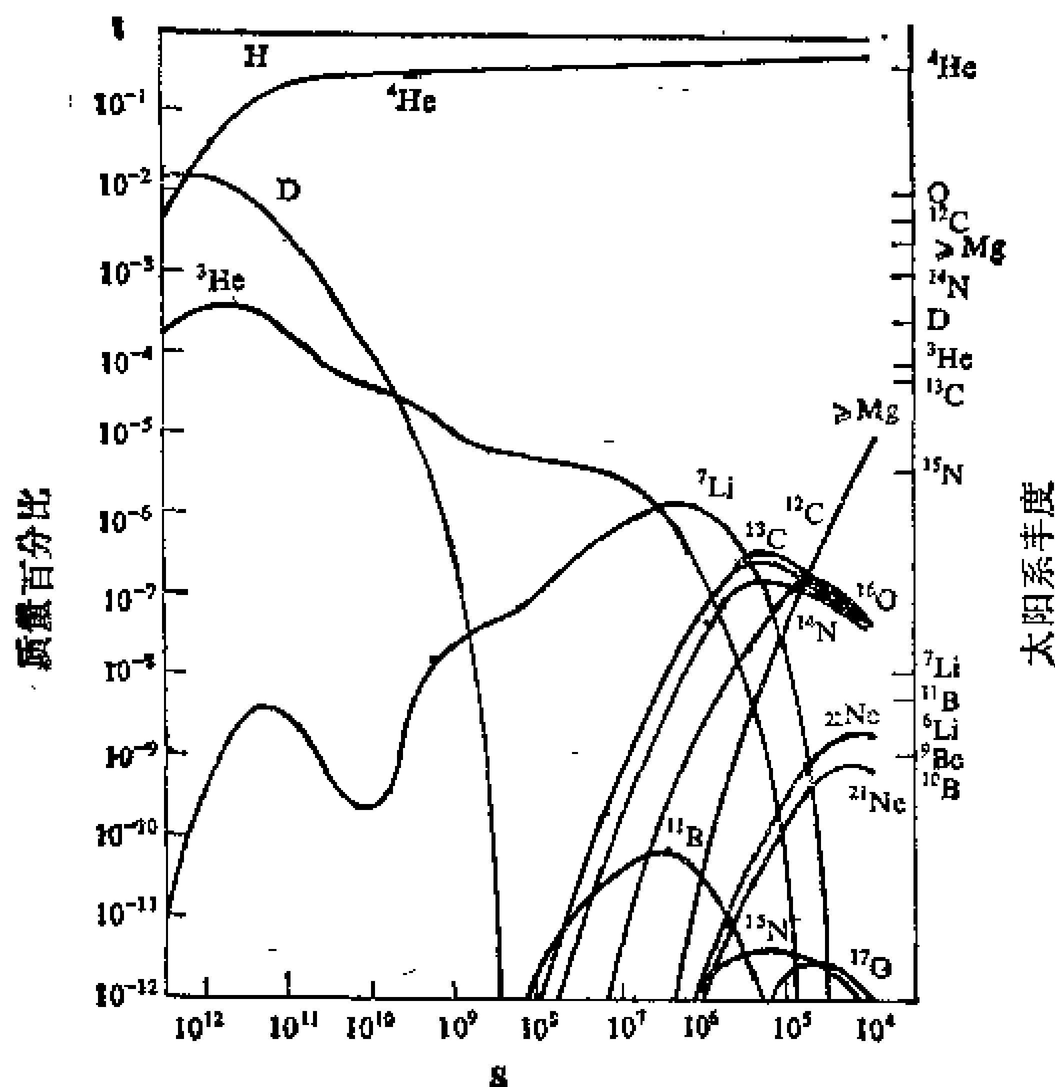


图 48. 热大爆炸中生成的元素，根据瓦格纳、否勒和荷艾耳。和图 47 一样（质量的相对丰度被表为每个粒子熵的函数。（引自 Astrophys. F.148 21 (1967)。）

计算比较起来，主要的不同之点是，早先没有原子量为 5 和 8 的稳定核，这完全阻碍了重元素的形成。现在已经知道了填补这些空挡的反应，但迄今形成的重元素还太少。因此，我们仍然要诉诸一些非宇宙学的过程来形成这些元素，例如像灼热恒星或大质量天体中的核反应那样一些过程。这其实并不奇怪，因为目前已有相当证据表明，银河系中重元素的浓度随时间有了变化。例如老年

恒星的金属含量要比年轻恒星的少。元素的丰度，恒星形态，及其在银河中的运动和位置这之间的关系，已经成为天体物理的一个重要部门，它可能会使我们更好地去理解重元素的形成。因为严格讲这并不是宇宙学的问题，所以我们就不再考虑它了。

抑制氦形成的机理

老年B型恒星的氦丰度偏低是真实的，我们现在来考虑这是否可能是原始氦丰度极低的表示。似乎不可能有 $s>10^{10}k$，因为那就会需要现在有太多的黑体辐射。如果宇宙在元素形成时是不规则的，也许就有些局部的区域，其中 s 真的大于 $10^{10}k$，因而在这些区间会形成极少量的氦。但这些区域的物质密度可能会比平均值低得多，从这样的区域也许未必能发展成一个星系。确实，这一论点提示了一个相反的结论，即星系际空间的氦丰度也许要比银河系的小。如前所述，通过在地球大气层以外进行的观测，也许能够检验这个问题。过去还提出过几种其它的机理，以抑制在热大爆炸持续期间氦的形成。有一些牵涉到对爱因斯坦广义相对论的修改，本书将不予考虑。有两种比较常见的机理这里应该提一提，尽管在写著本书时，它们似乎既不可信，也没有吸引力。

其一是，宇宙可能充满了电子型的中微子或反中微子，与每个物质粒子相应大约有 10^{10} 个中微子。这样的中微子流今天是无法探测到的，因此对这一假说的引入，提不出经验上的反对意见。乍一看来，理论上似乎也不会有什么反对的理由，因为我们已经接受这样的观念：宇宙中每个物质粒子也许有大约 10^{9} 个光子。可是，这两种情况有一个重要的区别，因为有可能发生产生熵的不可逆过程，而这熵可以取光子的形式，故光子数并不守恒。反之，基本粒子物理学家认为，轻粒子或轻子（中微子，电子，μ子）数是守恒的，在这里就意味着在宇宙中不可能发生使每个粒子的中微子数

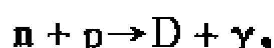
改变的过程。这个数目一次固定以后就不再有变化。显然，我们完全不了解这个数由什么来确定，但是大多数物理学家会勉强承认它是10^{10}的量级，而不是1（或零）的量级，除非这是绝对必要的。

我们还要解释一下，为什么中微子的数量占优势会影响到氦的形成。理由是，如下型式的反应会进行得很快：



$$\nu + n \longrightarrow p + e^-$$

它使大多数的中子转变成质子。因此只剩下很少的中子参与基本反应



$$n + p \rightarrow D + \gamma,$$

所以形成的氦就会很少。

同理，如果反中微子数量占优势，质子很快就会因如下反应而消失：



$$\bar{\nu} + p \longrightarrow n + e^+$$

因此只剩下少量的质子参与基本反应。而且，在这情况下，中子最初是不能衰变的，因为这一衰变中所发射的反中微子要受不相容原理的限制，不能找到一个空能级可以占据（倘若反中微子原先占优势的程度足够高）。当反中微子由于宇宙膨胀而被稀释之后，中子衰变的时代才会到来，但那时温度已过低，从而不能发生基本反应。结果又导致形成的氦很少。

另一种抑制氦的机理，是说宇宙在其早期阶段可能不是各向同性的。这会有减少宇宙膨胀时标的作用（这就像在牛顿力学中，二维空间的坍缩比三维空间坍缩得快）。因此，对于发生并导致氦形成的核反应说来，可利用的时间就会少些。现在度量各向异性程度的一种方便方法，可以依据这样的事实：它随着宇宙膨胀而减小得相当快（就好像在牛顿力学中，一个坍缩体的各向异性随着坍缩的进行而增大）。因此在各向异性明显存在的时间，可以作为初始时各向异性程度的有效量度。已经计算出，为了抑制氦，这时间

对低密度宇宙至少是10年，对高密度宇宙是20000年。

这些计算忽略了这样一个事实：除了宇宙膨胀外，也许还有其它的过程会使任何最初始的各向异性减小。特别是在温度刚超过10^{10}°K时由于有中微子，将使各个方向的膨胀速率耦合起来，从而使这些速率趋于相等，即倾向于产生各向同性。这个机理是由密斯纳(C.W.Misner)以及由道洛西凯维奇(Doroshkevich)、泽道维奇(Zel'dovich)和诺维柯夫(Novikov)在1967年提出的。密斯纳对一类特定的宇宙模型以及范围广泛的初始各向异性所作的详细计算表明，在温度～10^{9}°K时(这时核反应是重要的)剩余下来的任何各向异性，对氦形成的影响都已极其微小。这项重要工作将在第十六章中进一步讨论，该章仔细考虑了宇宙的各向同性问题。在我们能够确信氦的形成并没有因各向异性而受到抑制之前，首先要把计算推广到其它类型的宇宙模型，但是这样的抑制机理显然已经大大丧失了它的吸引力。此外，观测到的低氦丰度也许完全是错误的，要是那样的话，热大爆炸理论本身就严格限定了宇宙在10^{9}°K下不会有占优势的各向异性。这显然是一个我们可望在最近几年看到有重大进展的问题。

十四、宇宙微波辐射的探测

引言

从我们在前面三章的讨论可以看出，探测宇宙黑体辐射的成功具有头等的重要性。它会把宇宙学上解决氦问题的各种基本观念，同辐射在膨胀宇宙中的热力学性质联系起来。而且，我们将看到，它的存在和各向同性的程度，对其它问题也非常重要。然而，第一次探测到它都是一件纯属偶然的事。这是怎样发生的呢？

看来这里有许多原因。其中主要是，1948 年系统地阐述了最初的$\alpha-\beta-\gamma$理论，它预言现在的黑体温度大约是 25°K。那时还没有可能探测到这样的辐射场（虽然由于本章末尾所要讨论的氰问题，甚至在当时也能提出怀疑说，25°K的温度是太高了）。不管要探测什么辐射场，基本问题都是要去估测这样的波长，即在这些波长下其它的辐射源不会对场有太大的贡献。在 25°K的黑体辐射的情况下，可见光波长就完全不可能了。频谱的峰值是在100微米(10^{-2}厘米)，即在远红外区(它本身已被地球大气大量吸收)，并且从远红外到可见光区，频谱多少是按指数截断的，因此它将被通常的夜空背景光所掩没。

今天我们要问，能否在射电波段探测到辐射，但在 1948 年，射电天文学仍处在新生时期。事实上，在大于 100 厘米的波长处，起因于我们自己银河系的背景的有效温度，比 25°K大得多。而在 50 厘米到 1 厘米(低于它时大气吸收就重要了)的波长之间，25°K的辐射场是会占优势的。理由是星系背景具有非热学的频谱，其有效温度与 $\lambda^{2.7}$ 成比例地随波长 λ 而降低。反之，黑体辐射场的

温度与波长无关，因此波长足够低时，它在银河系的辐射场中会占优势。即使是温度低达 1°K的黑体辐射，在低于 13 厘米左右时也是会占优势的。

不幸的是，当射电天文学已经发展到懂得了这一点的时候，有关科学家已转移了他们对$\alpha-\beta-\gamma$理论的注意，因为它不能说明比氦重的元素的形成，也因为核起源的恒星理论取得了部分成功。尽管这些理论事实上仍未解决氦的问题，但人们已忘记了伽莫夫的预言，即宇宙今天应当充满了黑体辐射。问题一直悬而未决，直到 1964 年夏季，普林斯登大学的迪克 (R.H.Dicke)独立地想到了热大爆炸的同一观念。迪克的出发点不是对原始氦的形成进行详细计算，而是认为在现在宇宙膨胀之前，它曾有过一次产生出高温的坍缩。迪克认为，在几厘米的波长下设法探测残余的黑体辐射，就可以验证这个观念，如果它存在，则会大大超过其它的源。因此，在 1964 年秋，他和他的同事们着手准备必要的设备。碰巧，在他们进行第一次测量之前，在新泽西州荷姆连 (Holmdel)的普林斯登附近工作的贝尔电话实验室的潘牙斯和威尔逊宣称，他们在 7 厘米处探测到了一种意料之外的大背景，其有效温度大约是 3.5°K。迪克与其同事皮布耳、罗尔(P. G. Roll)和威金逊(D.T Wilkinson)一起，立即提出这一过量的背景正是他们打算要去找的，即来源于热大爆炸的宇宙黑体辐射。为了验证这个意见，就要确定其它波长的背景强度，看它是否具有黑体谱。现在我们必须考虑曾做过的各种测定。

宇宙背景的微波测定

要对宇宙背景的强度进行绝对测量是不容易的。通常，在射电天文学中都是满足于进行一部分天空的相对测量，或者是一个分立射源相对于另一个的相对测量。这样就不必标定接收机的绝

对刻度。可是在这里，问题主要是要获得绝对测量结果。另外，还要估计到大气与地面上的发射，设备中的耗损，以及所要寻找的信号可能比接收机的噪声弱几千倍。

这后一困难在许多射电天文测量中都存在，通常是用迪克在多年前所设计的一种装置来解决。接收机开关按时在天线和一个参考源之间来回转换，对低温测量来说，这参考源可以是一个浸在液体氦中的电阻器。这时接收机的输出会有一周期性成分，其频率就是转换频率，而振幅则是天线与参考源之间温度差的量度。这一信号远比接收机的噪声为弱，可是由于它有很确定的频率，所以利用放大器，把它准确地调整到这一频率，就可以将它分辨出来。

大气层的发射主要是来源于分子氧和水，可以将天线倾斜到不同的方向予以测定，使之对应于通过大气的不同路程长度。这些测量给出的结果与理论颇为一致，没有引起什么特殊问题。地面发射问题到比较麻烦些，避免它的最好办法是尽可能地使用喇叭形天线，而不用较常见的抛物形天线。

而潘牙斯和威尔逊当时所做的射电天文测量刚好就是用的喇叭形天线，它原是为了接收从回声号卫星上反射回来的信号而设计的。在他们看来，他们的仪器中有着过大的噪声，他们对此曾感到迷惑不解，后来仔细地研究表明，他们拾取到了一种背景，它在百分之几的精确度之内是各向同性的，而强度比他们用已知射电源所能说明的，大约要大一百倍。这就是我们已经提到的 7 厘米波长处 3.5°K 的测定。他们后来改进了他们的喇叭形馈给器，最后得到 3.1±1°K的结果。

随后，许多其他人也做过这一测量。首先是罗尔和威尔金逊于 1966 年在 3 厘米波长处得到 3.0±0.5°K 的温度。而后荷威尔(T. F. Howell)和夏克夏夫特在剑桥发现 21 厘米处是 2.8±0.6°K。对这一波长，银河系显然有相当大的贡献，根据其频谱外

推，估计这贡献是0.5±0.2°K。这部分贡献已被扣除掉，而给出星系际的贡献为2.8°K。

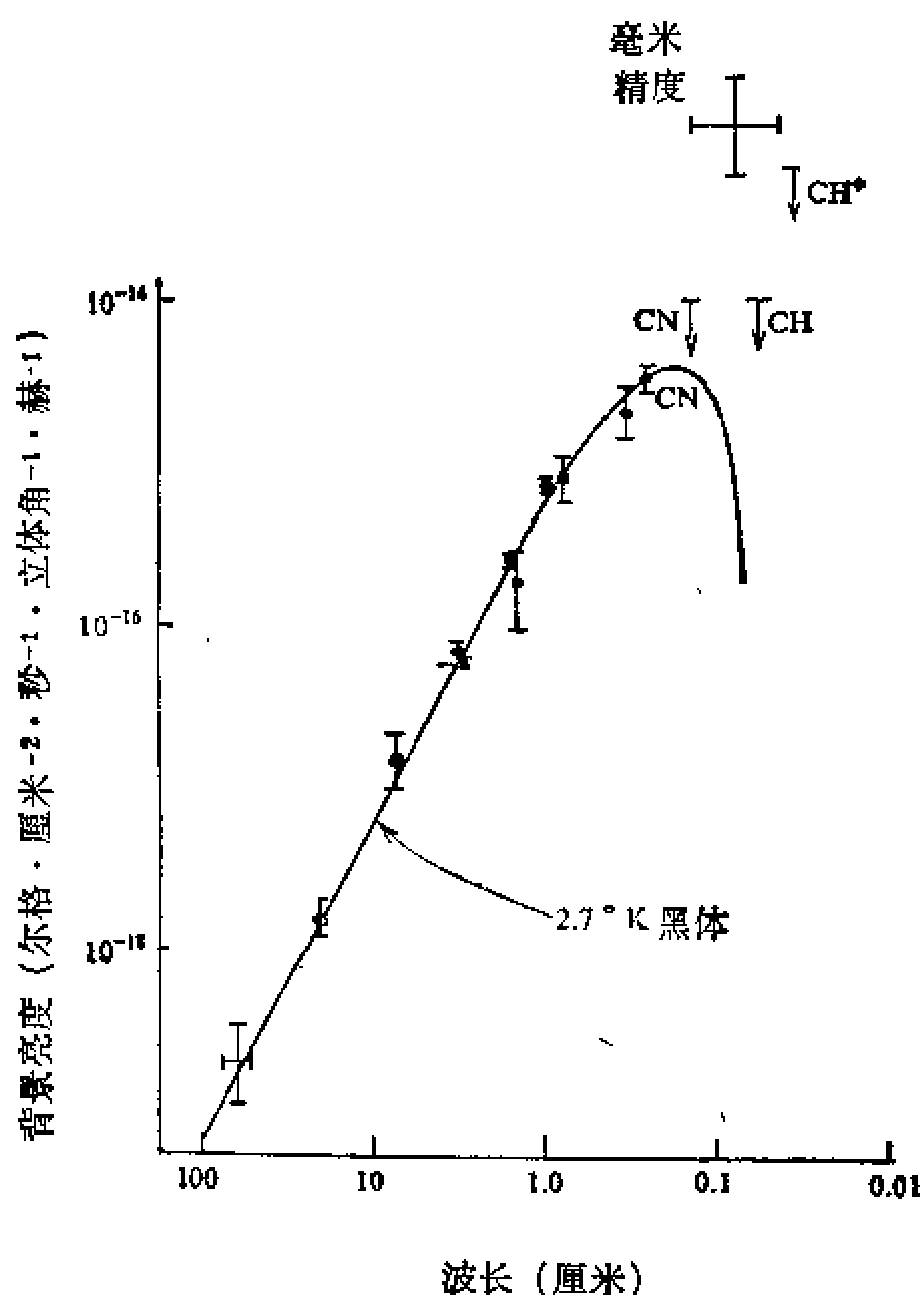


图49．射电波段的各向同性背景的测量结果，与2.7°K黑体谱比较。星际分子的上限和毫米测定矛盾，这是指的迭加在连续背景上的分立线。

图49描绘出了这些情况。对于2.7±0.2°K的温度①，观测结果与黑体曲线符合得相当好。为简单计，我们仍称它为3°K的背景。从图中可以明显看出，黑体谱最有特色的部分是在其峰值附

① 著者附注：最近在3.3毫米处的地面测量结果，相应于2.61±0.25°K的温度。对所有观测最好的拟合温度是2.65±0.09°K。

近，峰值约在1毫米处，在此之外，强度便随着波长的减小而很快下降。对这个谱具有黑体性的最决定性的检验，应当紧扣着这个峰。不幸，在1毫米波长左右从地面是无法进行观测的，因为在这一波长区地球的大气有严重的吸收作用。有几个小组正计划在地球大气层以外进行观测，而且有两个小组报道，已在0.4—1.3毫米的波段内取得了一些成功的结果。这个波段内的背景强度似乎特别高，也许有一本地源，例如起源于大气之上或行星际空间。它未必是大尺度范围的漫射背景，其理由将在下一节说明。虽然如此，这些初步的毫米测量提出了一个值得注意的没有解决的问题。

宇宙背景的氰测定

图49和表4(参看181页)也包括2.6毫米处背景的温度值，这是一个值得注意的波长，因为它比微波测量值更接近3°K黑体谱在1毫米处的峰值，但这波长被地球大气大量吸收了。这个数值取得的过程，或许乃是这段不平常的经历中最不平常的部分。它事实上在1941年就得到了，但当时没有认识到它的意义。我们可以从赫兹伯格在1947年发表的一本关于分子光谱的权威性著作(“分子光谱与分子结构”第一册：“双原子分子光谱”)最后一页，引用一段现在有名的话来开始叙述这段经历：“从K＝0和K＝1(氰)谱线的强度比，可以推得2.3°K的转动温度，这当然只有极有限的意义。”

赫兹伯格援引的是加拿大道密里昂(Dominion)天文台的麦克拉尔(A. McKellar)所作的观测，他在若干恒星光谱中发现有星系际氰CN的吸收线。当CN分子不在转动时，它在紫色区的3874.6埃有一条吸收线。可是，如果它处在其第一转动态，这条吸收线就要移到3874.0埃。只有对一颗恒星，即蛇夫座ζ星，麦克拉尔测量到了两条线，估计了它们的相对强度。这是处在基态

及第一转动态的相对分子数的量度。这一相对数目可用激发温度来表示——如果分子在该温度处于热库平衡，它们就会具有观测到的激发度。通常，并不认为星际空间中的分子是与热库有联系的——它们的激发是由于同其它分子碰撞，或同不具有热谱的辐射碰撞。这就是赫兹伯格所说的激发温度 2.3°K只有极有限意义这句话的意思。

然而，在 1941 年已经认识到与 2.3° K相对应的激发程度(即约有四分之一的分子处在第一转动态)被认为是太高了，如果它是由氢或由辐射所引起的碰撞激发来解释的话。这一矛盾 25 年来一直是个有待解决的问题，虽然它不是一个为公众非常了解的问题。后来，到 1966 年，在早期对宇宙背景作微波测量并认识到这背景在所有波长下都应具有黑体谱之后，费尔德、西诺夫斯基和沃尔夫 (N.J.Woolf) 等人才各自独立地想到，CN 分子也许也是处在温度约为3°K的热库中，这接近麦克拉尔的数值2.3°K。能将CN激发到其第一转动态的辐射波长是 2.6 毫米，所以 CN 起了作为这个波长的辐射温度计的作用，完全填补了在大气层以下观测不到的那一部分频谱。

这里发生了一个复杂的问题。门期 (G.Münch)在两年前曾提出，星际氰也许是处在一种受恒星的紫外辐射影响的环境中，而这恒星的频谱正待研究。在这样的环境中，既会含有氢原子也会有相当数量的自由质子和电子。这可能是重要的，因为靠碰撞来激发氰时，质子或电子比氢原子更为有效得多。其理由是，氰分子有一永久性的电偶极矩，它和质子或电子这类带电粒子的相互作用，比和不带电的氢原子强烈得多。结果证明，若自由质子的密度为 1 厘米$^{-3}$，就足以说明观测到的激发。这样的密度在蛇夫座ζ星邻近会是完全合理的。

幸而有一种好办法可以区别两种激发机理。碰撞激发的程度

依赖于自由质子的密度，可以料想，它在银河系的不同区域会有很大不同。而黑体激发应当是到处一样的。因此，重要的是要对尽可能多的位于银河系不同区域的恒星，确定其频谱中氰激发的程度。这个程序最近的结果如下。

首先，费尔德和海其柯克(J. L. Hitchcock)(利用赫尔别格(G. H. Herbig)所拍的照片)，以及萘丢斯(P. Thaddeus)和克劳色尔(J. F.Clauser)重新观测了蛇夫座ζ星的频谱。这些观测者得到的激发温度分别是3.22±0.15°K和3.75±0.50°K。

萘丢斯和克劳色尔从英仙座ζ星的吸收谱中也发现了约为2.7°K的温度，这颗星位于天空中和蛇夫座ζ星不同的位置。晚

表4 对11颗恒星吸收谱观测到的CN(0,0)紫带的转动温度T，经过谱线的有限光深校正。根据底片上颗粒的情况估计误差。V是目视星等，Sp是恒星的光谱类型。这些实例中包括了CN和H¹在21厘米的日心径向速度，在这些实例中发现，在21厘米都有很确定的峰。

恒星	V	Sp	T(CN) (°k)	U(CN) (千米·秒⁻¹)	V(H¹) (千米·秒⁻¹)
蛇夫座ζ星	2.56	O9.5V	2.74±0.22	-14.8	-12.7
英仙座ζ星	2.83	B_1Ib	2.82±0.30	12.6	13.4
天鹅座55号	4.83	B_3Ia	<5.5	—	—
御夫座AE	5.3	O9.5V	3.5±2.3	—	—
天鹰座20号	5.37	B_3 IV	2.5±1.8	-12.2	-2.0, -11.5
德富伯星表12953(a)	5.68	A_1Ia	3.7±0.7	—	—
仙王座13号(d)	5.79	B_8Ib	2.8±0.4	—	—
德富伯星表26571(a)	6.10	B_8II-III	～3		
英仙座χ星	6.08	O	2.8±0.8	13.5, 23.2	13.3, 22.8
波恩星表+66°1675(b)	9.05	O7	2.39±0.4	-17.2	-14.2, -19.5
波恩星表+66°1674(b)	9.5	O	2.45±0.6	-17.4	-14.2, -19.5

(a) G.Herbig，Lick 120英寸折轴望远镜，私人通信。

(b) 据 G.Münch 用200英寸望远镜拍得的光谱。

(c) M.Peimber，120英寸折轴望远镜，私人通信。

(d) V.Bortolot 和 P.Thaddeus，120英寸折轴望远镜。

近，克劳色尔根据威尔逊山天文台大量的恒星底片，发展了一种技术，用数字方法来处理暗谱。他用这种方法分析了十一颗恒星，得出的激发温度全都约为 3°K(表4)。当然，在某种特定情况下，也许有来自质子或电子激发的显著贡献，但结果的一致性表明，在迄今所观测的区域中尚未遇到这种情况。

观测氢的第二转动态吸收谱的可能性也引起人们很大兴趣。处于这种状态的分子，所起的作用象是一根波长为 1.3 毫米的辐射温度计，实际很接近黑体谱的峰。波托洛特(V. J. Bortolot)、惹丢斯和克劳色尔得到了否定的观测结果，这使他们给 1.3 毫米处的辐射温度规定了一个 4.7°K 的上限，这上限标于图 49 上。他们还试图观测 CH 和 CH^+ 的转动态的吸收线。他们这样做失败了，这意味着在 0.56 和 0.36 毫米处背景温度的上限分别是 5.1 和 8.1°K。

这些上限使我们想到上一节中所提到的强毫米背景并没有扩展到整个银河系，除非我们对波长间隔加以限制，使它们和分子吸收线所涉及的较狭窄的波长范围不相重迭。我们将在下一章提出否定银河系中存在着强毫米光子流的进一步的观测论据。

结论

黑体辐射如果存在的话，它具有的意义之大，以致有必要极仔细地检查一下所有这些对 CN 吸收以及微波发射的测量。迄今得到证据无一不遭非议，但总的说来，必须承认，它还是给人以深刻印象的。本书为说明方便起见，将假定黑体辐射场是存在的，同时承认更确切的证明也是非常需要的。决定性的检验要看将来在毫米区的观测，可以料想，频谱在毫米区会很快变弱。即使在这区域，如果存在一些猜想不到的局部的毫米辐射源的话，也仍会有上述那些复杂性。此外，黑体辐射与重新加热后的星系际气体也许

有显著的相互作用，从而改变其频谱，使它产生相当程度的偏振。可以预料，在不久的将来对这些问题会进行更多的研究。

十五、宇宙微波辐射的天体物理效应

引言

从实验观点看来，3°K 是很低的温度了。的确，若要测量它的微波，观测者就要使用一个浸在液体氦中的参考端点。但从天体物理的观点看来，3°K 却是很高的温度。在此温度下普遍存在的黑体辐射场，对能量密度的贡献处处都是 1 电子伏特·厘米$^{-3}$。我们在第二章中曾提到，这只是我们银河系里在各种星际激发方式——星光、宇宙射线、磁场和湍动气体云——之下的能量密度。所以即使在我们银河系里，对许多目的来说，宇宙背景辐射也会和我们熟知的起源于本地的能量方式同等重要。在星系际空间，这些局部性的能量密度可能降低 100 到 1000 倍，而黑体部分会保持其 1 电子伏特·厘米$^{-3}$ 的能量密度。这样，它就会成为星际空间能量密度的主要形式，除了物体本身的静能密度而外。即便这时，在 $n\sim10^{-7}$ 厘米$^{-3}$ 的低密度宇宙中，辐射场的能量密度也会有物质静能密度的百分之一那样大。

在这些情况下，可以指望微波辐射场对天体物理过程会有显著的影响，特别是对那些涉及到高能粒子或辐射的过程，因为它们与微波光子可能发生相互作用。这就是本章所要研究的问题。尽管我们还不知道有什么效应可以确切地归因于这种相互作用，但我们可以作出十分明确的预言，可以经得起未来的考验。同时，由于至今没有什么明显的效应，使我们对可能的普遍黑体辐射场的温度提出一个大约是 10°K 的上限。

指出 3°K 辐射场的如下性质(只用整数值来表示),对以后是有用的。光子的数密度是 10^3 厘米$^{-3}$,而因为总能量密度是1电子伏特·厘米$^{-3}$,故每个光子的平均能量是 10^{-3} 电子伏特。这些估计数有助于很快计算辐射场的许多效应,而不必详细考虑黑体谱中光子的全部能区。

相对论性电子和微波辐射场

相对论性电子可能与微波光子相碰撞,而把能量转移给它们。在天体物理文献中这个过程称为逆康普顿效应。一个典型的散射后的光子,将具有由下式给定的能量E′:

$$E' \sim \gamma^2 E,$$

这里 E 是光子原有的能量,γ 是电子的相对论因子$\left[1/\sqrt{(1-v^2/c^2)}\right]$。现在考虑电子通过其同步加速发射而产生星系射电背景。这样一个电子的标准能量,比如说是10亿电子伏特。于是其 γ 应为 2000,当 $E\sim10^{-3}$ 电子伏特时,可以看出散射后光子的能量会升高到大约4千伏。这恰好把我们带到了波长等于5埃的X射线区。这样,银河系就会是一个X射线源。当然,我们必须保证其强度与观测到的X射线背景一致。现在已弄清楚,逆康普顿效应和同步加速机理本质上乃是相对论性电子在电磁场影响下发出辐射的同一过程。因此,它们使能量从电子中转移出来的速率是相同的,如果光子场与磁场的能量密度可相比拟的话。如前所述,这正是我们银河系的情况。这样,星系射电背景的已知能量流,就应当和发射X射线能量流具有相同的数量级。这能量流大约是观测到的X射线背景的百分之一。

这样,关于黑体辐射的观念就通过了这个检验。然而,这样做的余地并不象它看来的那样大,因为能量转移到X射线的速率与

康普顿碰撞率成正比，因而与黑体辐射场中的光子密度成正比，即与其温度的三次方成正比。而且，倘若辐射场的温度较高，其光子的平均能量会较大。因此，较低能量的电子就足以能产生给定的X射线能量。所以我们必须考虑这样一个事实：在我们银河系里有比较多的电子是低能量的。这一切的净结果是，只要黑体背景的温度是10°K，则来自银河系的X射线流就会与观测到的X射线流具有相同的数量级。这就会与观测到的事实不符，因为观测表明这一X射线流在大约百分之十的精确度之内是各向同性的。

这个问题还有另外一个重要的方面，那就是电子所耗费的总能量。对于T～3°K，由于产生X射线而耗费的能量，和由于射电发射（或由于同能量密度也是1电子伏特·厘米$^{-3}$左右的恒星光的光子发生康普顿碰撞）而耗费的能量具有相同的数量级。可是如果我们将T强行提高，这一耗费就会很快增加，大体上说是与T^4成比例地增加。它马上就会变得如此之大，以致很难理解电子原来是从哪里得到其能量的。例如对于T～10°K，10亿电子伏特的电子会在一千万年内损失其能量的一半，而不是只有同步加速过程时特有的十亿年内。再有一点是，观测到的电子能谱（图50）表明，至少一直到50千兆电子伏特，都没有什么迹象说明电子有显著的能量损失，在50千兆电子伏特的能量下电子在3°K辐射场中的寿命仅约两千万年。这就告诉我们，这些电子一定在比这更短的时间里从局部捕获区中漏出去了。在10°K的辐射场中，漏出时间会小于3×10^5年。这一点对宇宙线质子和重粒子的传播可能有着极重要的意义。

当我们把这些分析应用到具有相当大红移z的射电源时，就更为重要。对这样一个源，黑体辐射的温度会增大，超过其本地值(1+z)倍，而整个重要的能量密度则增大$(1+z)^4$倍。因此，我们银河系里在同步加速作用和康普顿效应之间所保持的平衡，就会

遭到破坏，除非射电星系的磁场比我们银河系里的大得多。总之，具有一定能量的相对论性电子的康普顿寿命，在一个红移量为2的射电源中比在我们自己的银河系中至少要短81倍。这个效应对射电源的演化也许有着显著影响，而这对分析射源计数是很重要的。这种情况对于红移量比如为4的射电源甚至会更为突出。在这样大的红移时，与黑体辐射相互作用的电子的寿命，会比现在的电子要小625倍。这些相互作用也会产生X射线，它对观测到的X射线背景可能有决定性的贡献，特别是，如果我们再考虑到具有大红移的射电源的功率和数目由于演化而增加的话。

考虑星系际空间可能发生的康普顿碰撞也是重要的。为了估计总的X射线流，我们注意，沿一条视线通过宇宙的路程长大约比通过银河系长10^5倍。既然星系的X射线流预期只是观测到的背景的百分之一左右，那么星系际相对论性电子只要是星系流的10^{-3}，就足以说明观测到的X射线背景了。这乍一看来似乎是一个诱人的解释。因为我们曾在第十章中看到，从星系中漏出的星系际宇宙线质子流，很可能是星系流的10^{-3}甚至10^{-2}。可是，我们不要忽视由逆康普顿过程本身所引起的损失。这些损失使电子的寿命只有约十亿年，即为膨胀时标的十分之一。结果，星系际电子流就会太小，而不能说明观测到的X射线背景。唯一的希望乃是从射电星系和类星体漏出的电子是否能导致相当大的流量，在这类天体中比在一个典型的星系中无疑有着更多的相对论性电子，可是这样的天体太少了，而且我们所知道的不足以完全令人信服地解决这一差额的问题。因此，X射线背景乃是由于星系际相对论性电子和黑体辐射之间的逆康普顿碰撞所致这种观念，还只是一种可能性，并没有得到证明。在写著本书时，看来比较可能的是，X射线背景主要是由红移在3到5范围内的射电源中发生的逆康普顿碰撞引起的。

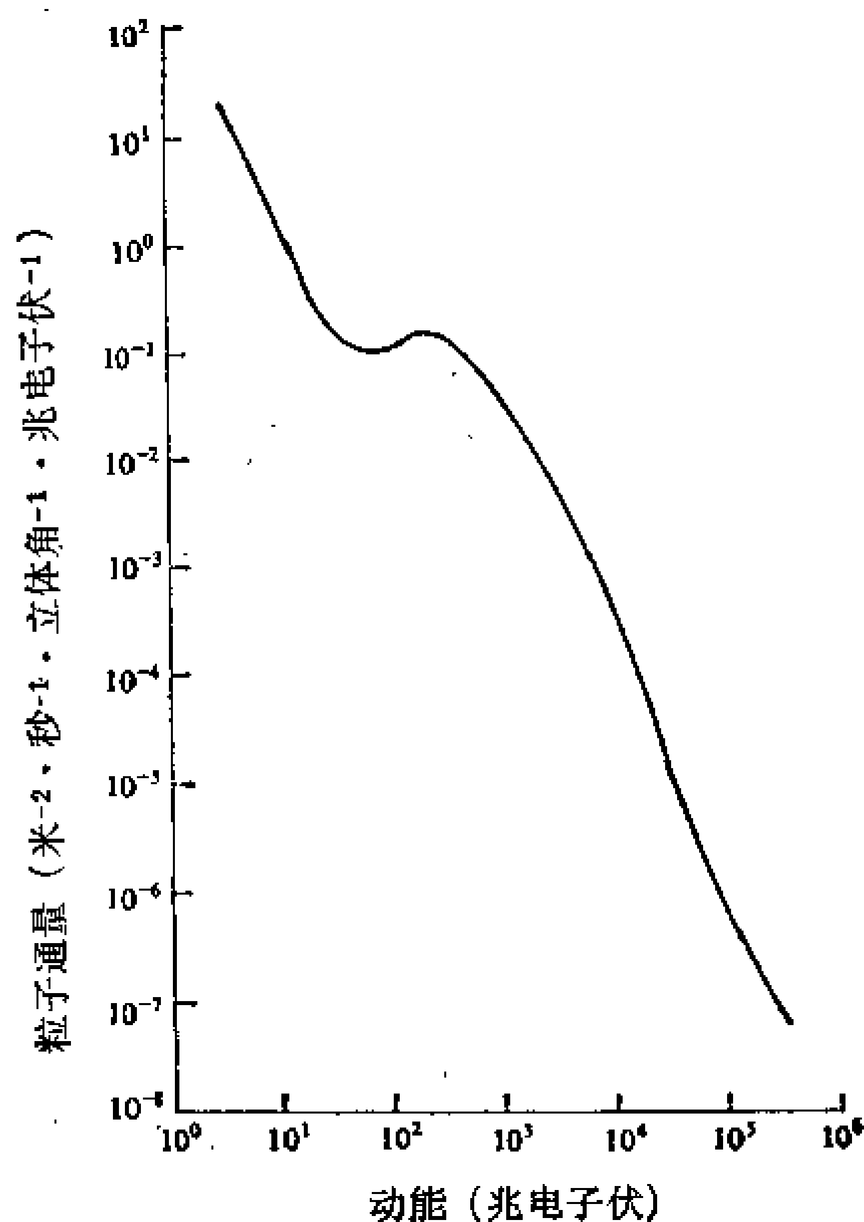


图 50. 宇宙线电子的能谱。注意，至少直到 50 千兆电子伏特，都没有什么迹象说明它与简单的幂函数有显著偏离。

宇宙线和微波辐射场

从能量为 10^{20} 电子伏特的宇宙射线质子（其 γ 值为 10^{11}）的观点看，10^{-3} 电子伏特的光子看起来好像是有 $10^{-3}\gamma$ 电子伏特或 100 兆电子伏特的能量。这样高能的光子撞击一稳定质子时，必定要开始产生 π 介子（静止质量约为 137 兆电子伏特）。这意味着从地面的观点看，10^{20} 电子伏特的宇宙线质子可以与微波光子发生碰撞而产生 π 介子，从而降低其能量。现在，能量在 10^{18}—10^{20}

电子伏特范围内的宇宙射线有时被认为是起源于星系际空间的，因为银河系的磁场不能限制住它们(第二章)，所以，在地球附近这种能量的宇宙线流在几百万年的存储时间内是不可能建立起来的，这段存储时间是低能宇宙的特点。这样一来，如果所有的宇宙线都是起源于银河系，我们就可以指望流量在 10^{18} 电子伏特左右会有明显的下降。这一明显下降并未被发现(图 51)，确实，这一区域中的能谱似乎略为平坦些①。这使我们想到，存在一种星系际宇宙线流，它有较平坦的能谱，对于能量高于 10^{18} 电子伏特的本地的星系流来说，它占据主导地位；但这尚未得到证明。

现在，观测到的能谱中并没有迹象表明宇宙线的能量刚好到目前技术所能探测到的最大能量 10^{20} 电子伏特就截止了。这个限度使人着急，因它正好接近微波背景所引起的严重衰减的界限。幸而现在正进行一些实验，将使我们能够把能谱扩展到 10^{21}—10^{22} 电子伏特的范围。如果仍未发现有衰减的迹象，而且微波辐射如果真的是充满星系际空间，那就会意味着，这些超高能宇宙射线的寿命小于一亿年，因此它的来源不可能远过一亿光年的距离(室女座星系团距离三千万光年远)。反之，如果发现有严重的衰减，它将会有力地提示我们，这些宇宙射线是来自更远的距离。

γ射线和微波辐射场

在这一节中我们将看到，高能宇宙 γ 射线(如果有的话)也会因为和微波光子相互作用而被削弱。我们现在不能从相对于高能粒子为静止的参考系中去观察碰撞了，因为我们无法使 γ 射线静止，但是我们可以换用一种 γ 射线和微波光子在其中具有相同能量的参考系。倘若 γ 射线相对于地球的能量是 E，并转换到以速度 υ 运动的参考系，那么 γ 射线的能量就变为 $E/\gamma\Big[\gamma=$

① 最近的宇宙射线数据启示我们，能谱在 10^{18}电子伏特之外不是平坦的。

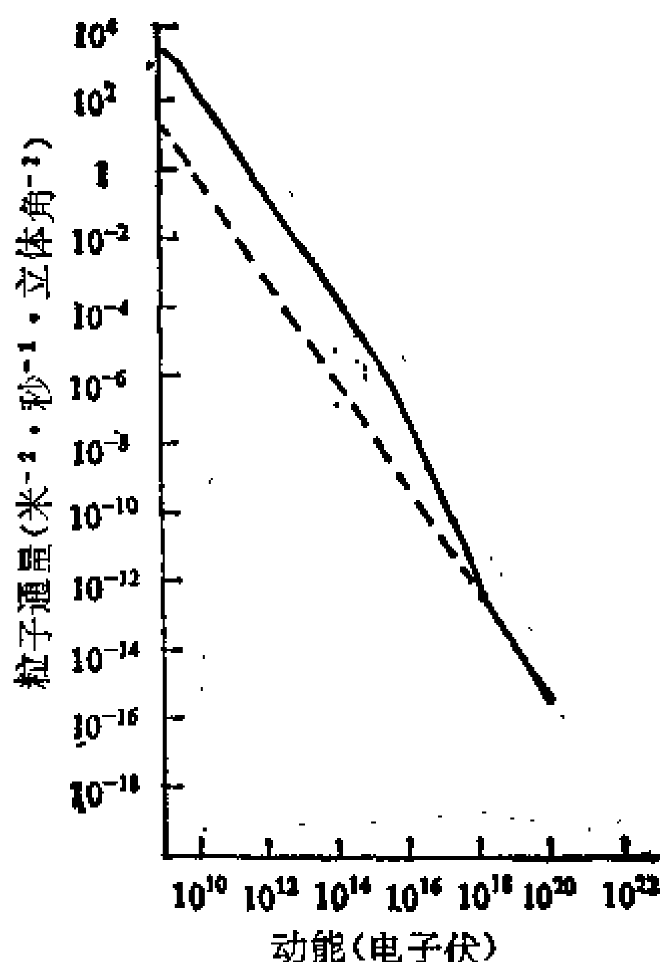


图 51. 宇宙线的能谱。注意,能谱在 10^{18}电子伏特之外略为平坦些,在靠近10^{20} 电子伏特时没有明显截止。

$1/\sqrt{(1-v^2/c^2)}$],而微波光子的能量变为$10^{-3}\gamma$ 电子伏特。令两者相等,则有

$$E/\gamma = 10^{-3}\gamma.$$

让我们现在选择 E,使每个光子共同的能量刚好是电子的静止能量。这就会达到产生正负电子对的阈值。这要求

$$E/\gamma = 10^{-3}\gamma = m_0c^2.$$

消去 γ,我们有

$$10^{-3}E = (m_0c^2)^2$$

或
$$E = 2.5\times10^{14}\text{ 电子伏特。}$$

在这一能量下或高于这一能量时,宇宙 γ线将会通过电子对的产

生而被微波光子所削弱。

这效应是大的。在阈值附近这过程的截面σ大致等于经典电子半径的平方，即～10^{-25}厘米^2，因此，约为$\frac{1}{n\sigma}$的平均自由程就变为10^{22}厘米，其中，n是微波光子的密度。这个自由程比银河系的大小要小些。因此在宇宙γ射线背景的能谱中，应在2.5×10^{14}电子伏特左右有明显的截止。这一截止应当恰好继续到10^{22}电子伏特。同样，分立的γ射线源也会遭受这一强烈的吸收。

不幸，100兆电子伏特以上能量的γ射线至今还没有从宇宙天体或在弥漫背景形式中可靠地探测到。10^{14}电子伏特以上的能量范围目前正处在实验研究中，但我们不清楚实际的流量是否大到足以被探测到。看来，重大成果很可能首先来自质子的测量。

结论

本章所描述的现象突出地表明了现代天体物理学中最迷人的特点之一，那就是，在涉及到完全不同的能量或时标的一些过程之间存在着密切的相互联系。例如，对10^{-5}电子伏特光子背景流的测量（微波测量），结合宇宙学和核物理方面的考虑，就使我们能够讨论10^{-3}电子伏特的光子，被10^{9}电子伏特的电子转变成10^{6}电子伏特光子的过程，或者能吸收或弱化10^{14}电子伏特的光子和10^{22}电子伏特的质子的过程。我们不知道还有些什么新的相互联系尚待发现。

十六、宇宙微波辐射的各向同性

引言

当潘牙斯和威尔逊首次发现过量的微波背景辐射时，他们发现其强度在各个方向上几乎是相同的。确定这一各向同性时所达到的精确度，最初是百分之十，但后来他们研究了记录，把不确定的程度减小到了百分之三。这样高度的各向同性，一开始就使人们认为，这种过量的辐射不太可能是在银河系里产生的，因为银河系的形状有着很强的不对称性。另一方面，宇宙在大尺度范围内被认为是相当各向同性的，这就支持了这种辐射起源于整个宇宙的观念。可是，宇宙并非完全各向同性的，这就发生了这背景辐射可能有的角分布和强度变化的幅度问题。最近对这个问题的观测研究，已达到比百分之三高得多的精确度，这是宇宙学中迄今所做过的最精确的测量。这些研究也给我们提供了许多关于各种规模宇宙结构的全新的知识。这些就是我们在这最后一章所要讨论的新问题。

为了认清背景辐射角分布的意义，记住这样一点是有帮助的：当我们现在所观测到的辐射是处在相对于我们具有很大红移的区域中时，它就可能通过汤姆逊效应而与自由电子发生强烈相互作用。在红移达到 z_0 时，辐射就不再有效地被散射了，这 z_0 值与宇宙模型和星系际气体的热历史有关，但是这一红移决不会小于7左右（在一完全电离的高密度宇宙中这个数值对应于一个平均自由程）。根据我们现在的观点，可以认为最终有效地散射辐射的电子乃是辐射源，就像太阳的光球乃是等效的太阳辐射源一样。而

且,我们不能深入宇宙"看得"比红移 z_0 更远,正象我们不能看到太阳内部一样①——所有的讯息都被散射掩盖掉了,直到散射本身停止下来。这样,从背景辐射各向同性的程度,就可以知道一些有关最后的散射面和我们与这个面的关系的情况。要了解这些讯息是什么,我们就必须考虑可能使辐射产生各向异性的各种效应。

背景辐射各向异性的起源

最明显的各向异性的起源,是观测者特有的速度。即使辐射是各向同性的,它在一个相对它运动着的观测者看来也不会是各向同性的。由于多普勒效应,这样的观测者在面向它的方向会看到强度增加,背向它的方向看到强度减弱,而在居间的角度时则有特定的(余弦)依赖关系。因此各向同性的辐射场确定着一个静止参考系。任何对此参考系作相对运动的观测者原则上都可以通过对辐射角分布的研究,来测量他的速度。当我们从转动着的地球观察天空时,背景的强度在任一平面内会有一 24 小时的周期,其幅度取决于他的速度和速度与这平面所成之角。

辐射中本来也可能就有各向异性,那并不是通过任意选择观测者的运动可以加以消除的。例如,倘若宇宙在不同的方向以不同的速率膨胀,则一旦辐射不再与物质相互作用,它在这些不同方向上就会以不同的速率冷却下去。如果借助以理想反射镜为壁的膨胀匣子来考虑,这一点马上就变得很清楚了。如果不同的相反两面具有不同的速度,则辐射在从不同的两面反射时就会遭受不同的红移。如果宇宙仍然被认为是均匀的,则相对的一对面就会有相等而相反的速度。在这情况下,辐射在相反方向的强度将会是相等的,而它在任一平面内的变化周期就会是 12 小时。我们

① 这只是指电磁辐射。中微子的散射截面极小,它们直接从太阳中心到达我们,也从红移比 Z_0 大得多的地方到达我们。

也要考虑到在一个各向异性的宇宙中，辐射被重新加热的星系际气体散射而产生的影响。里斯曾指出，这对辐射的频谱(和偏振)可能有可以测量到的影响，甚至对很难直接探测到的各向异性也是如此。

最后，我们来考虑宇宙是不均匀的这种较复杂的情况。这有各种可能性。首先，最终的散射面也许是不均匀的。辐射强度本身在这面上可能有变化，或者其中电子的速度可能有变化，并引起可能与观测方向有关的多普勒移动。其次，在散射面和我们自身之间可能有密度的不均匀性。这种不均匀性对通过其间的辐射强度的影响是十分复杂的。我们以后将回到这个问题来；这里仅指出，其中会有引力红移的影响。

我们可以将这一讨论概括如下。背景辐射的各向异性有三个基本的起源：(i) 观测者的特有速度，给出 24 小时的周期；(ii)(均匀) 宇宙膨胀的各向异性，给出 12 小时的周期；(iii) 宇宙的不均匀性，给出不规则的角分布。我们现在来考虑与这几种角分布有关的观测结果。

背景辐射各向异性的观测限度

(i) 24 小时周期。巴特里奇和威金逊、康克林(Conklin)以及亨利 (Henry) 等人曾在接近天球赤道的平面内探索了具有 24 小时周期的各向异性。这种测量可以达到比背景温度的绝对测量更高的精确度，因为这里关系到的是天空不同区域的相互比较，刻度定标的问题是不太重要的。巴特里奇和威金逊没有发现到各向异性，其精确度为百分之 0.03±0.07(3°K 的)(图 52)。对观测者在观测平面中特有速度的相应限制，大约是光速的 0.1%，即 300 千米·秒$^{-1}$。这个重要结果的意义将在下面讨论①。

① 康克林和亨利两人报告过一个肯定结果有一定意义，但至今尚未得到公认。

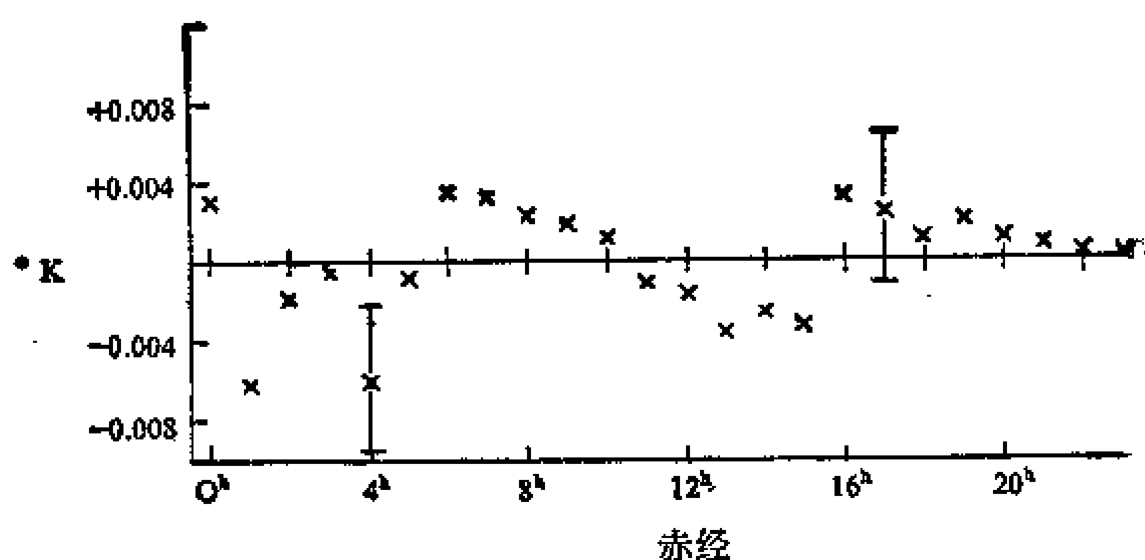


图 52． 沿天球赤道的背景温度分布。根据巴特里奇和威金逊。对于在普林斯登和尤玛(Yuma)得到的两年多的数据作了平均。围绕平均值的涨落被认为是不重要的。(引自R. Partridge, American Scientist 57, 37, (1969))

(ii) 12 小时周期。巴特里奇和威尔金逊在他们的观测中也研究了 12 小时的周期。也没有观测到什么重要结果。

(iii) 小规模的不规则性。这些不规则性曾被巴特里奇和威金逊以及康克林和布拉斯威寻找过。巴特里奇和威金逊未能找到局部的热点或冷点，其精确度为0.5%。康克林和布拉斯威也没有找到小规模不规则的证据。他们仔细地研究了一小片天空，并在一度左右的角度上对背景的涨落给出了一个小于 0.2% 的限度。后来他们又把这一限度减小到了 0.05%，利用一种特殊技术，他们对于比其接收机分辨率小的标度，也得到了一些限度。对于每 θ 弧分的标度，当 $0<\theta<10$ 时，他们提出的限度是$2/\theta$%，当$10<\theta<120$ 时是 $2/3\theta^{\frac{1}{2}}$%。由于分立射电源引起的涨落，改进这个限度也许是不可能的了。即便如此，这限度对最后散射面可能有的不规则性已经给予了严格的限制。

太阳的特有速度

我们曾看到，在背景中没有探测到 24 小时变化，这就限制了

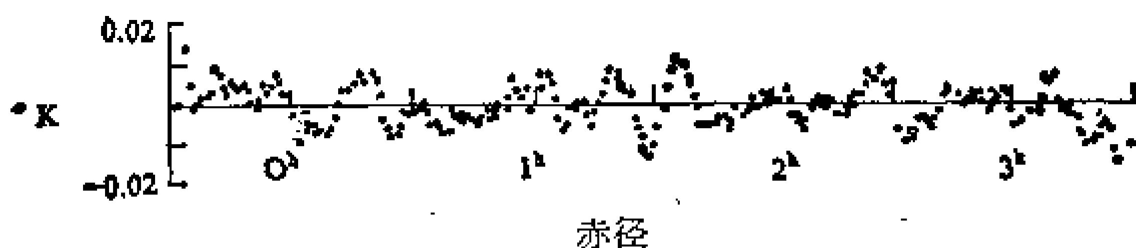


图 53. 沿天球赤道的背景温度分布。根据康克林和布拉斯威

太阳在接近天球赤道方向的速度不会大于 300 千米·秒$^{-1}$。这个结果具有很大的意义。为了理解它，我们首先要回答这样一个问题：这一有限的速度是相对于什么来测量的？它首先是相对于辐射场本身，后者能确定一静止参考系。可是这个场的直接的源是最后有效散射面上的电子。当然，这些最后的散射物并不是处在没有深度的面上，任何大过太阳的可见表面的面，都是严格的面。可是对许多目的来说，只要把一个平均自由程远的物质看成是有效源就够了，这种物质具有至少等于 7 的红移。这样我们就可以认为 300 千米·秒$^{-1}$这个有限速度，是相对于宇宙中极辽远的物质而言的。

这种情况使我们回想起第八章曾简短提到过，并在我所著“广义相对论的物理基础”一书中详细讨论过的马赫原理。按照这个原理，局部的惯性系是相对于宇宙中的大块物质的无加速运动的参考系。特别地说，非转动的参考系(即不牵涉到离心力或科里奥利力的参考系)必须是这样的参考系：相对于它来说，这距离的物质可以看成是无转动的。如果这原理正确的话，它在理论上就有深远的意义。可是我们最关心的是，我们能以多大的精确度证实两种无转动方式是一致的。这种一致性的一个著名例子是，恒星绕地球每天转动一周，位于地球两极之一的傅科摆也会每天转动一周。然而傅科摆并不是确定无转动参考系的很准确的装置。现代回转仪比较好些，但也不很精确。利用超导回转仪也许有希望得到很大改进，但目前最精确的无转动参考系是通过银河系的

转动来确定的。银河系转动的角速度对太阳大约是每一百年0.5角秒，结果在转动的银河参考系中产生的向心力使它的形状变平。这样，这个角速度就是相对于一个力学上没有转动的参考系的速度。现在，银河系的转动不仅可以根据其偏平形状而在力学上检测到，而且也可以在运动学上检测到，那就是去观测距离中心很远的恒星运动，它们的角速度比太阳的小得多（这里是利用第二章讨论到的银河系较差转动）。人们也初步尝试了利用星系和类星体而不是利用远距离恒星来确定银河系的转动。力学方法和运动学方法大体上是一致的，这就证实了两种无转定义的一致程度，可以达到每百年大约0.5角秒的精确度。

由于银河系的转动，太阳的速度大约是250千米·秒$^{-1}$。根据我们目前的讨论，这个速度应当是相对于远距离物质的速度，因而也就是相对于背景辐射场的速度。这样一来，如正巴特里奇和威金逊所指出的，对测定背景强度24小时周期的精密度稍作改进，就可导致肯定的结果，并且会对整个观念结构提供支持。

可是，这里还有一些复杂性。整个银河系既可以有转动运动，也可以有通过背景辐射场的线速度。据说情况的确是这样。对本星系系群中星系速度的分析表明，我们的银河系相对于整个本星系群的速度大约是100千米·秒$^{-1}$。此外，有些迹象表明，本星系群是属于一个超星系团的，该超星系团的中心位于室女座星系团。这个超星系团也显得被拉平了，有人提出这是一个征兆，说明整个超星团也许在转动。最近又重新分析了这种可能性，利用的是邻近星系的距离和速度的最新数据。结果很不可靠，但本星群围绕室女座星团似乎可能有－300千米·秒$^{-1}$左右的转动速度，这就使得任何今后观测到的24小时背景变化与银河系已知转动的比较变得复杂起来了。此外，我们也许还要考虑到超星团的较差膨胀，甚至要考虑到其重心相对于远距离物质的运动。

如果这些复杂情况弄清楚了，而且发现超星系团是以预期的速率转动着，那就会有可能以更大得多的精密度来检验马赫原理了。理由是，虽然本星系群绕室女座的转动速度与太阳绕银河系中心的转动速度会有相同的数量级，但本星系群的角速度会比银河系中太阳的角速度小得多，因为室女座星团比之银河系中心更远得多。事实上，如果超星系团的转动通过今后对背景的24小时变化的测量而被探测到的话，它就能以大约每百年10^{-6}角秒的精密度检验马赫原理3，这比现在的对比精度要大500倍。因此，今后对背景的测量能使我们得到有关本地超星系团的性质和马赫原理的可靠性这两方面的重要知识①。

宇宙的各向同性

巴特里奇和威金逊对背景12小时变化所置定的限度，相当精密地保证了宇宙膨胀是各向同性的。这就产生一个问题：为什么宇宙是这样各向同性的呢？一种可能的答案是，宇宙由之产生的奇点本身就是各向同性的；换言之，这是初始条件的问题。这个答案似乎不很令人满意，密斯纳、道诺西凯维奇、泽道维奇以及诺维柯夫等人提出了一个更好的答案。按照这个答案，宇宙最初也许是高度各向异性的，但在早期膨胀阶段所发生的物理过程，会把各向异性减小到很小的程度，根据密斯纳的观点，这可能是一个一般主张的特例，那就是，宇宙的基本结构也许和初始条件毫无关系。如果这个主张是正确的话，我们就应当能从广义相对论和其它有关的物理定律明确地“预言”宇宙的许多可观测的特征。对这个我们可以称之为密斯纳方案的研究，还正处在方兴未艾之中，看来它可能对未来的理论宇宙学有着愈益增长的重要性。

---

① 霍金最近曾指出，观测到的微波背景各向同性，对宇宙的“绝对”角速度有限制，它大约小于每百年10^{-6}角秒。

同时我们想对密斯纳关于各向异性在宇宙膨胀中逸散的工作，作一简短说明。他起初把自己局限于空间在任何时候都一样的均匀模型（类似于罗伯逊-瓦克尔模型中 $k=0$ 的情况）。最重要的逸散机理，似乎是由于宇宙在具有 10^{10}°K 左右的温度时热激发中微子与正负电子对之间的相互作用。在那时，如果宇宙的膨胀率是各向异性的，中微子在不同方向就会有不同的多普勒移动。然而，中微子和电子对之间的碰撞会促使中微子各向同性化，这反过来又会促使膨胀成为各向同性的，因为宇宙的动力学会受到中微子引力效应的强大影响。中微子这种粘滞性的重要程度，与中微子和电子对之间的相互作用强度有关。这一相互作用的强度迄今尚未在实验室里测量到，但是据信它遵从一种理论，这个理论能很好说明某些在实验上已知的具有类似强度的相互作用。这就是费曼-盖尔曼的理论，它引入了一种对称性，把中微子-电子相互作用与已知的相互作用联系了起来。密斯纳曾指出，如果这种理论上的相互作用强度是正确的话，则对于大范围的初始的各向异性说来，背景辐射中 12 小时的各向异性现在就会小于 0.03%。这个结果是与巴特里奇和威金逊的观测符合的，他们对 12 小时的各向异性给出了一个大约为 0.2% 的上限。密斯纳还指出，对于同样程度的初始各向异性说来，在 10^{9}°K 左右的温度下保存下来的任何各向异性都会很小，而不能影响原始氦的形成。这些结果显然有着很大的重要性，并且希望它们能在迄今已经论述到的更一般的模型中得到支持。①

宇宙的不均匀性

宇宙间的小尺度的不均匀性（星系和星系团）对微波辐射的影

① 最近的工作表明，密斯纳通过耗散过程来说明观测到的宇宙对称性的方案，也许有着很大的局限性。

响是微不足道的。可是我们在第七章中曾看到，类星体在大约十亿秒差距的尺度内可能是成群的，而且这种成群现象也许和宇宙物质的大规模密度涨落有关。这样大规模的密度涨落可能对微波背景具有可以测量得到的影响，这个观念首先是由沙期斯(R. K. Sachs)和伍夫(A. M. Wolfe)提出的。如果计算高密度区中的

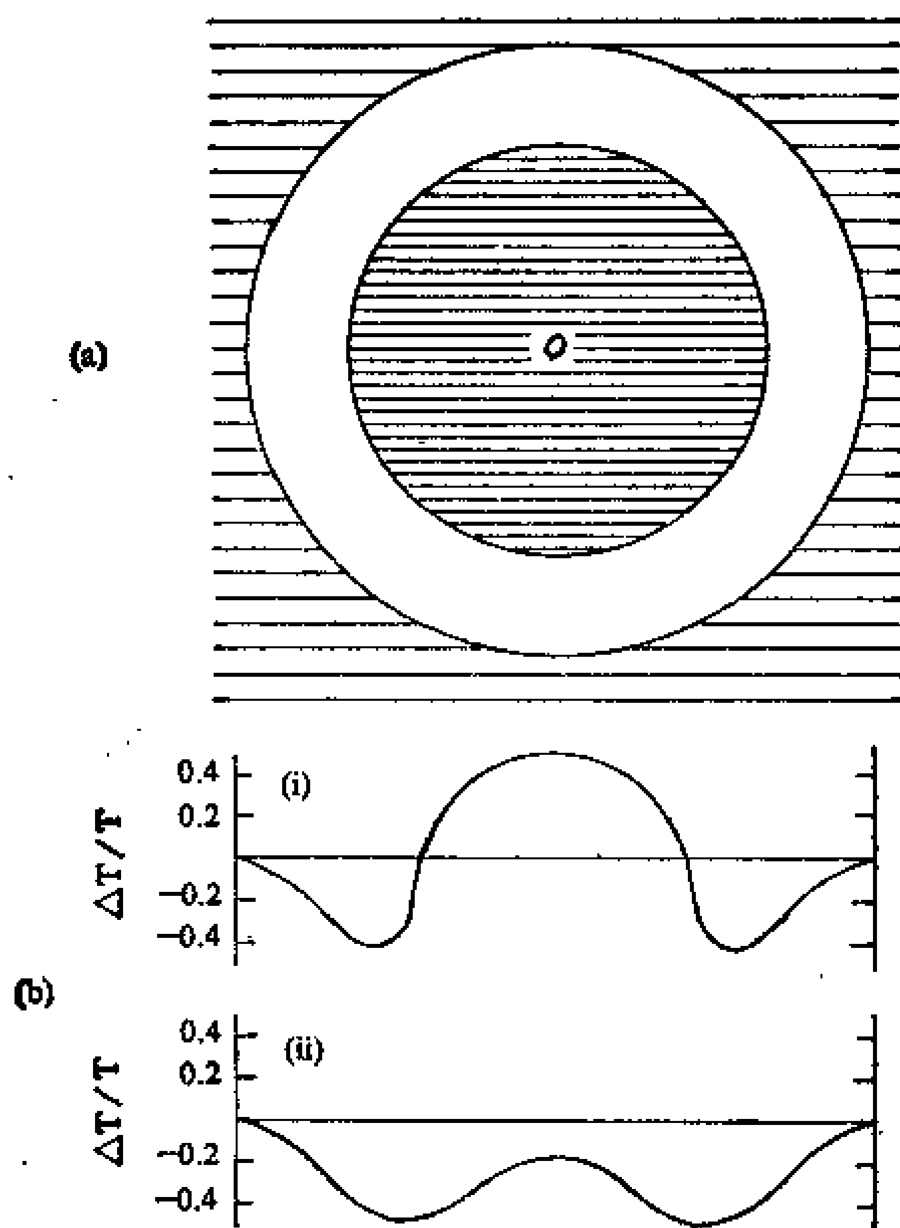


图 54. (a) 宇宙中的球面对称性扰动。(b) 在3倍左右的背景密度下，通过这一扰动的温度分布图。$\Delta T/T$ 以 GMV/c^3R为单位表示，这里 V 和 R 是未被扰动边界的速度和半径。这分布是对两种宇宙画出的：(i) 无减速的背景宇宙；(ii) 爱因斯坦-德赛特宇宙。
(摘自 M. J. Rees and D. W. Sciama, Nature 217; 511(1968))

强度分布，其四周被低密度区所包围，则结果如图 54 所示。在红移为 1.5 密度对比等于三比一的情况下，横穿 750 百万秒差距的区域，在 15 度左右的角范围内会产生 0.3% 左右的强度涨落。这样的涨落今后应该可以探测到。

结论

通过这一章，读者应当明白，我们是不能极力主张我们的论证的，因为没有很充分的观测支持。可是，重要的以及使我们有理由写作这一章的情况是，观测可能只是在开始。也许有很多的具有很大红移的类星体有待我们去发现，而宇宙微波辐射角分布的研究只是处在方兴未艾之中。最后，我们应当在种种角尺度上画出相对精密度达到 0.1% 的辐射分布。在这些工作完成后，我们对马赫原理的有效性，对星系中本超星系团的存在和结构，以及对物质分布的大尺度涨落的性质，就会具有新的有用的知识了。现在，我们的确是站在未来的宇宙学的起点上。

［Ｇｅｎｅｒａｌ Ｉｎｆｏｒｍａｔｉｏｎ］
书名＝现代宇宙学
作者＝
页数＝２０１
ＳＳ号＝0
出版日期＝
Ｖｓｓ号＝５３０００１５０